

Über die Bedeutung von MHD–Wellen für den Energietransport in der Magnetosphäre der Erde

Von der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Technischen Universität Carolo–Wilhelmina
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr.rer.nat.)

genehmigte
D i s s e r t a t i o n

von
Martin Stellmacher
aus Husum

1. Referent:	Prof. Dr. K.-H. Glaßmeier
2. Referent:	Prof. Dr. H. Lühr
eingereicht am:	22.06.1998
mündliche Prüfung (Disputation) am:	04.09.1998
	1998

Vorabveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Publikationen:

Stellmacher, M., K.-H. Glaßmeier, R.L. Lysak, and M.G. Kivelson, *Field Line Resonances in Discretized Magnetospheric Models: An Artifact Study*, Ann. Geophysicae, 15, 614, 1997.

Tagungsbeiträge:

Stellmacher, M., K.-H. Glaßmeier, R.L. Lysak, and M.G. Kivelson, *Assessment of Discretized Magnetospheric Models and their Validity in Studying ULF Pulsations*, American Geophysical Union, Fall Meeting, San Francisco, California, USA (1995).

Stellmacher, M., K.-H. Glaßmeier, R.L. Lysak, and M.G. Kivelson, *Assessment of Discretized Magnetospheric Models and their Validity in Studying ULF Pulsations*, European Geophysical Society, XXI General Assembly, The Hague, The Netherlands, (1996).

Stellmacher, M., K.-H. Glaßmeier und F. Budnik, *Die azimutale Ausbreitung von ULF Pulsationen in der Magnetosphäre*, Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Potsdam, (1997).

Stellmacher, M., K.-H. Glaßmeier, and F. Budnik, *Azimuthal Propagation of Transverse ULF Pulsations in the Magnetosphere*, 8th Scientific Assembly of the International Association of Geomagnetism and Aeronomy (IAGA), Uppsala, Sweden, (1997).

Stellmacher, M., K.-H. Glaßmeier, M.J. Engebretson, W.J. Hughes, H. Lühr und H. Singer, *Ein Vergleich von Wellenaktivitäten im Pc 5 Bereich an der Erdoberfläche und am geostationären Orbit*, Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft und der Arbeitsgemeinschaft Extraterrestrische Forschung, Göttingen, (1998).

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Motivation und Fragestellung	3
3	Einflüsse der Magnetosphäre auf MHD–Wellen	13
3.1	Die Magnetosphäre	13
3.2	Die Quelle	14
3.3	Das Medium	16
3.4	Die Grenzflächen	17
3.5	Die Regionen innerhalb der Magnetosphäre	19
3.6	Die Beobachtung von ULF–Pulsationen	21
3.6.1	Meßmethoden	21
3.6.2	Probleme bei der Auswertung von Beobachtungen	22
4	Azimutale Ausbreitung von MHD–Wellen in einfachen Modellen	25
4.1	Der homogene Wellenleiter	25
4.1.1	Das Modell	25
4.1.2	Wellenausbreitung, Wellenfronten und Dispersion	26
4.1.3	Gruppen- und Phasengeschwindigkeit	31
4.2	Der inhomogene Wellenleiter	34
4.2.1	Das Modell	34
4.2.2	Wellenausbreitung, Wellenfronten und Dispersion	35
4.2.3	Gruppen- und Phasengeschwindigkeit	37
4.3	Alfvénwellen und gekrümmte Feldlinien	40
4.4	Das numerische Dipolmodell	42
4.4.1	Das Modell	42
4.4.2	Artefakte in diskretisierten numerischen Modellen	45
4.4.3	Dispersion in der idealen Dipolmagnetosphäre	47
4.4.4	Die azimutale Phasengeschwindigkeit	49

4.4.5	Die azimutale Gruppengeschwindigkeit	54
4.4.6	Weitere Eigenschaften der Ausbreitung von MHD-Wellen im numerischen Modell	61
4.4.7	Die Aufhebung der Axialsymmetrie	67
4.5	Diskussion	68
5	Beobachtung transversaler Wellenaktivität in der Magnetosphäre	73
5.1	Lokalzeitverteilung transversaler Pc 5 Pulsationen	73
5.1.1	Die Daten	74
5.1.2	Die Beobachtungen	77
5.1.3	Die Feldfortsetzung unterhalb der Ionosphäre	83
5.1.4	Die Variation der Resonanzbreite mit der Lokalzeit	90
5.1.5	Die Variation des radialen Gradienten der Plasmadichte	95
5.1.6	Zusammenfassung	100
5.2	Lokalzeitverteilung transversaler harmonischer Pc 3-4 Pulsationen	102
5.2.1	Die Daten	103
5.2.2	Die Beobachtungen vom 04.05.1985 und 14.05.1985	103
5.2.3	Die Variation der Frequenzen	104
5.2.4	Die Entwicklung der Moden und ihre mögliche Anregung	111
5.2.5	Die zeitliche und räumliche Begrenzung von Wellenfeldern	112
5.2.6	Die Begrenzung der Wellenfelder am 04.05.1985 und 14.05.1985	116
5.2.7	Zusammenfassung	121
6	Zusammenfassung	123
	Literaturverzeichnis	125

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die magnetosphärische Linse	9
3.1	Parameter der Einflüsse der Magnetosphäre	14
3.2	Beobachtung von Wellen an Satelliten	24
4.1	Ausbreitung isotroper Moden in einem homogenen Wellenleiter	27
4.2	Wellenfronten isotroper Moden in einem homogenen Wellenleiter . . .	27
4.3	Dispersionsdiagramm des zweidimensionalen homogenen Wellenleiters	30
4.4	Alfvéngeschwindigkeit im inhomogenen Wellenleiter	35
4.5	Ausbreitung isotroper Moden in einem inhomogenen Wellenleiter . . .	36
4.6	Die Dipolmagnetosphäre	43
4.7	Alfvéngeschwindigkeit und Eigenperioden im numerischen Modell . .	44
4.8	Registrierungen der magnetischen Störungen b_ϕ und b_μ	48
4.9	Azimutales Profil der Amplitude und Phase am Äquator	51
4.10	Azimutales Profil der Amplitude und Phase nahe der Ionosphäre . . .	52
4.11	Azimutales Profil der azimuthalen Wellenzahl $ m $	53
4.12	Azimutales Profil der azimuthalen Phasengeschwindigkeit v_{ph}	55
4.13	Azimutale Phasengeschwindigkeit als Funktion der Frequenz	56
4.14	Die zeitliche Entwicklung der entlang der Feldlinien integrierten Energie von b_ϕ und b_μ	58
4.15	Einsatzzeit des Energieniveaus der Feldlinienresonanz	59
4.16	Azimutales Profil der azimuthalen Gruppengeschwindigkeit v_g von b_ϕ .	60
4.17	Effektive Alfvéngeschwindigkeit entlang der Feldlinien in Abhängigkeit vom radialen Abstand	61
4.18	Konturen der Amplitude von b_μ entlang des resonanten Torus	63
4.19	Konturen der Amplitude von b_ϕ entlang des resonanten Torus	64
4.20	Profil der Amplitude und Phase entlang der Feldlinie	65
4.21	Profil der azimuthalen Phasengeschwindigkeit v_{ph} entlang der Feldlinie	66
4.22	Radiales Profil der radialen Phasengeschwindigkeit	67
4.23	Ergebnisse der Verdopplung der Plasmadichte in azimuthaler Richtung	69

4.24	Ergebnisse der Verfünfachung der Plasmadichte in azimuthaler Richtung	70
5.1	Koordinaten von IMAGE, Kevo und GOES 6	75
5.2	Lokalzeitvariation der Pc 5 Aktivität bei Kevo	77
5.3	Lokalzeitvariation des Pc 5 Index bei Kevo	78
5.4	Lokalzeitvariation der Pc 5 Aktivität bei GOES 6	79
5.5	Lokalzeitvariation des Pc 5 Index bei GOES 6	80
5.6	Lokalzeitprofile der L -Werte von Kevo und GOES 6	81
5.7	Lokalzeitprofil der höhenintegrierten Pedersen-Leitfähigkeit	82
5.8	Wichtungsfaktor für die Projektion einer Funktion von der Ionosphäre auf die Erdoberfläche	86
5.9	Amplitudenprofile an der Ionosphäre und der Erdoberfläche	87
5.10	Halbwertsbreite an der Erdoberfläche als Funktion der Halbwertsbreite an der Ionosphäre	88
5.11	Abklingfaktor vs. Halbwertsbreite an der Ionosphäre	89
5.12	Abklingfaktor vs. azimuthaler Wellenzahl	90
5.13	Lokalzeitprofile der transversalen Pc 5 Indizes	91
5.14	Lokalzeitprofil der Resonanzbreite	94
5.15	Lokalzeitprofil des Exponenten der Dichtevariation	101
5.16	GOES 5 Registrierungen vom 04.05.1985	105
5.17	GOES 6 Registrierungen vom 04.05.1985	106
5.18	GOES 5 Registrierungen vom 14.05.1985	107
5.19	GOES 6 Registrierungen vom 14.05.1985	108
5.20	Dominierende Frequenzen als Funktion der magnetischen Lokalzeit . .	109
5.21	Tagesvariation der Eigenfrequenzen der Feldlinien	110
5.22	MLT-UT Diagramm einer gleichmäßigen Ausbreitung von Wellen . .	113
5.23	Beispiele von Satellitenbeobachtungen einfacher Wellenfelder	115
5.24	MLT-UT Diagramm der Pulsationsaktivität vom 04.05.1985	117
5.25	MLT-UT Diagramm der Pulsationsaktivität vom 14.05.1985	117
5.26	Einsätze von Pulsationsaktivität auf der Morgenseite	119

1 Einleitung

Obwohl ULF-Pulsationen seit mehreren Jahrzehnten bereits ausführlich untersucht und beschrieben werden, gibt es doch immer noch neue Fragen, deren Beantwortung Thema zahlreicher aktueller Forschungsvorhaben ist. Dabei hat sich die Art der Fragestellung durchaus verändert. Standen bis vor einigen Jahren noch die reinen Eigenschaften von ULF-Pulsationen im Vordergrund, so wird heute immer mehr nach den Zusammenhängen mit anderen dynamischen Vorgängen in der Magnetosphäre gesucht, auch wenn diese häufig wieder auf die reinen Eigenschaften der Pulsationen zurückführen.

In gleichem Maße hat sich auch die Art und Weise der Durchführung derartiger Studien weiterentwickelt. Immer häufiger können verschiedene Datenquellen — z.B. verschiedene Satelliten oder Bodenstationen und Satelliten — direkt miteinander verglichen werden, um so die globalen Aspekte der Magnetosphärenphysik besser zu beleuchten. Dabei haben sich sowohl die Bedeckung der Erdoberfläche mit Magnetometern und Radarstationen als auch die in situ Messungen per Satelliten ständig verbessert. Technologien wie das Internet, aber auch eine enge internationale Zusammenarbeit zwischen verschiedenen Arbeitsgruppen erhöhen die Verfügbarkeit von Daten und damit die Möglichkeit, globale Untersuchungen durchzuführen.

Auch am Anfang der vorliegenden Arbeit stand die Frage nach dem Zusammenhang zwischen ULF-Pulsationen und anderen dynamischen Prozessen, wie etwa erdmagnetischen Teilstürmen, die vorrangig auf der Nachtseite der Magnetosphäre auftreten. Erdmagnetische Teilstürme und ULF-Pulsationen sind herausragende Beispiele für die Dynamik der Erdmagnetosphäre. Beide Phänomene sind geprägt durch Energietransportprozesse vom Sonnenwind in das magnetosphärische Plasma, d.h. durch Prozesse wie magnetische Rekonnexion oder die Kelvin-Helmholtz Instabilität. Untersuchungen in den vergangenen zehn Jahren haben gezeigt, daß möglicherweise zwischen Pulsationen und Teilstürmen ein enger Zusammenhang bestehen könnte: Durch Anregung kompressibler Störungen an der Magnetopause, resonante Kopplung dieser Störungen an räumlich lokalisierte Alfvénwellenresonanzen (Feldlinienresonanzen) und damit verbundene Aufheizung des Plasmas sowie Teilchenbeschleunigungen in der Resonanzregion, können MHD-Wellen eine wichtige Rolle für den Teilsturmprozeß spielen. Eine aktuelle Fragestellung ist dabei, ob die Wellen auf diese Weise für die Einleitung des Teilsturmprozesses oder zumindest als Energiequelle im Vorfeld verantwortlich sein können, oder ob die beobachtete Wellenaktivität lediglich eine Folge der Teilsturmaktivität ist.

MHD-Wellen werden regelmäßig auf der Tagseite angeregt und breiten sich dann in der Magnetosphäre aus. Daher liegt die Vermutung nahe, daß diese Wellen auch für einen direkten Energietransport in die Nachtseite verantwortlich sein können. Für eine fundierte Aussage diesbezüglich sind detaillierte Kenntnisse über die Ausbreitung der Wellen in der Magnetosphäre erforderlich. Da es trotz zahlreicher Satelliten bisher nur bedingt möglich ist, die Ausbreitung von Wellen direkt zu beobachten,

muß man zunächst wiederum einen Schritt zurückgehen und nach den Eigenschaften der Ausbreitung der Wellen fragen sowie nach den Einflüssen, denen sie innerhalb der Magnetosphäre bzw. auf ihrem Weg durch die Magnetosphäre unterliegen. Im Vordergrund stehen dabei die azimutale Ausbreitung der Wellen, die Lokalzeitverteilungen der Welleneigenschaften sowie die Frage nach der Effektivität dieses Energietransports.

2 Motivation und Fragestellung

Ein aktueller Aspekt der Magnetosphärenforschung ist die Frage nach den globalen Zusammenhängen verschiedener dynamischer Prozesse. Zu den dominierenden Prozessen in der Magnetosphäre gehören die sogenannten ULF-Pulsationen.

In der Magnetosphäre auftretende Plasmawellen offenbaren sich als geomagnetische Pulsationen mit sehr niedrigen Frequenzen (ULF - *Ultra-Low-Frequency Waves*) [Dungey, 1954]. Sie lassen sich als Oszillationen des Magnetfeldes an der Erdoberfläche, in der Ionosphäre und in der Magnetosphäre messen. Ihre Frequenzen liegen etwa zwischen 1 mHz und 10 Hz. Plasmawellen beziehen ihre Energie direkt oder indirekt aus dem Sonnenwind. Fast alle lokalen wie auch globalen dynamischen Prozesse im äußeren Magnetfeld der Erde sind mit Wellenerscheinungen in Verbindung zu bringen. Daher werden Beobachtungen von ULF-Pulsationen auch zur Diagnostik anderer Ereignisse eingesetzt. ULF-Pulsationen sind in zahlreichen Reviews und Lehrbüchern sehr ausführlich beschrieben (siehe z.B. Reviews von Southwood and Hughes [1983], Allan and Poulter [1984, 1992], Anderson et al. [1990], Samson [1991], Takahashi [1994], Glaßmeier [1995] oder Lehrbücher von Nishida [1978] und Kivelson and Russell [1995]).

Man spricht in diesem Zusammenhang auch von magnetohydrodynamischen (MHD) Wellen. Die MHD-Theorie verknüpft die Theorie elektromagnetischer Wellen mit der Theorie der Dynamik von Fluiden. In einem kalten, homogenen Plasma treten dabei zwei Arten magnetohydrodynamischer Moden auf. Die eine ist die isotrope und nicht lokalisierte kompressible Mode, auch Fast-Mode genannt. Die andere ist die lokalisierte transversale Mode, auch Alfvén-Mode genannt. Diese ist stark anisotrop und breitet sich ausschließlich entlang der magnetischen Feldlinien aus. Diese zwei MHD-Moden sind in einem inhomogenen Magnetfeld mit inhomogener Plasmadichteverteilung immer verkoppelt und es kommt zu sehr komplexen Wellensystemen mit transversalen und kompressiblen Anteilen.

Ein Ergebnis dieser Verkopplung ist das Phänomen der Feldlinienresonanz (FLR) [Tamao, 1965; Southwood, 1974; Chen and Hasegawa, 1974a, 1974b]. Hierbei handelt es sich um eine resonante Kopplung der beiden MHD-Moden, die zu einer Anregung von stehenden transversalen Wellen mit großen Amplituden und Frequenzen im ULF-Bereich entlang der Feldlinien führt, deren Eigenfrequenz mit einer dominierenden Frequenz der anregenden kompressiblen Wellen übereinstimmt. Diese Art der stehenden transversalen Wellen und Feldlinienresonanzen sind für die vorliegende Arbeit von besonderem Interesse, da sie verhältnismäßig viel Energie enthalten.

Wie in der Einführung bereits beschrieben, stand am Anfang dieser Arbeit die Frage nach dem Zusammenhang zwischen dem Auftreten von Feldlinienresonanzen und der Anregung von magnetischen Teilstürmen. Samson et al. [1992] haben diesen Zusammenhang näher diskutiert. Sie identifizieren einige ausgesuchte Beispiele, bei denen eine Erhöhung der Teilsturmaktivität mit dem Auftreten von Feldlinienre-

sonanzen in der Region der Erhöhung der Aktivität zeitlich zusammenfällt. Die Feldlinienresonanzen werden auf der Nachtseite sowohl mit Hilfe von bodengestützten Magnetometern als auch anhand der Dopplergeschwindigkeiten des Plasmas in der Ionosphäre mit einem inkohärenten Radar gemessen. Auffällig sind dabei die diskreten Frequenzen von 1.3, 1.9, 2.6 und 3.4 mHz, die Samson et al. [1992] als Folge der Anregung der Feldlinienresonanzen durch diskrete, kompressible *Cavity*- bzw. *Waveguide*-Moden erklären. Die im Vergleich zu resonanten Wellen auf der Tagseite niedrigen Amplituden führen sie darauf zurück, daß die ausgesuchten Intervalle keine hohe magnetische Aktivität der Magnetosphäre aufweisen. Wellen in der Magnetosphäre können an der Erdoberfläche nur registriert werden, wenn die Hall-Leitfähigkeit in der Ionosphäre hoch genug ist. Dies erfordert aber auf der Nachtseite den Einfall energetischer Elektronen, was im Fall geringer magnetischer Aktivität nicht unbedingt gegeben ist.

Nach Samson et al. [1992] gibt das Auftreten der Feldlinienresonanzen zeitgleich mit einer Erhöhung der Teilsturmaktivität Hinweise auf den Ort deren Entstehung und damit eventuell auch auf den Mechanismus der Anregung von Teilstürmen allgemein. Nicht klären läßt sich anhand der Studie von Samson et al. [1992] die Frage, ob die Energie der resonanten Wellen direkt für die Anregung von magnetischen Teilstürmen verantwortlich ist oder nicht. Prinzipiell sind für das gleichzeitige Auftreten von Feldlinienresonanzen und magnetischen Teilstürmen drei Erklärungen denkbar: die Wellen werden durch die Aktivität der Teilstürme lokal angeregt, sind also lediglich eine Folge und keine Ursache der Aktivität; die Wellen werden lokal auf der Nachtseite durch andere dynamische Prozesse angeregt; die Wellen werden auf der Tagseite der Magnetosphäre angeregt und breiten sich dann bis in die Nachtseite aus. In den beiden letzten Fällen bleibt die Frage nach einem direkten Zusammenhang mit den Teilstürmen offen. Da nicht bekannt ist, ob magnetische Teilstürme immer mit Feldlinienresonanzen zusammen auftreten, sind alle drei Erklärungen denkbar. Samson et al. [1992] bevorzugen zwar die dritte Möglichkeit, daß die Ausbreitung von Wellen in der Magnetosphäre eine wichtige Rolle für den Energietransport von der Tag- auf die Nachtseite spielt, bleiben allerdings eine entsprechende Untersuchung schuldig.

Es zeigt sich schnell, daß für eine fundierte Aussage bezüglich eines eventuellen Energietransports durch MHD-Wellen in der Magnetosphäre detaillierte Kenntnisse ihrer Ausbreitungseigenschaften erforderlich sind. Dabei ist insbesondere die Frage nach der typischen Geschwindigkeit eines solchen Prozesses von großem Interesse. Takahashi et al. [1984a], die mit drei geostationären Satelliten die Ausbreitung von transversalen harmonischen Störungen des magnetischen Feldes im Frequenzbereich zwischen 10-100 mHz untersuchen, geben diesbezüglich einige wichtige Hinweise. Neben ausführlichen Untersuchungen des Frequenzverhaltens der Pulsationen mit der Lokalzeit entlang des geostationären Orbits bestimmen sie aus den Frequenzen und Phasendifferenzen der an den verschiedenen Satelliten registrierten und aufgrund der geringen Abstände zwischen den Satelliten als kohärent angenommenen Wellen auch eine azimutale Phasengeschwindigkeit v_{ph} . Mit der Annahme, daß sich die Wel-

len mit konstanten Phasenfronten in Richtung von der Tag- auf die Nachtseite der Magnetosphäre ausbreiten, erhalten sie eine Geschwindigkeit von $v_{ph} \approx 1700$ km/s. Takahashi et al. [1984a] geben an, daß diese Geschwindigkeit in etwa der zu erwartenden Alfvéngeschwindigkeit v_A am geostationären Orbit entspricht, woraus sie schließen, daß die azimutale Ausbreitung der Alfvénwellen mit der Ausbreitung der Fast-Mode zusammenhängt. Die Argumentation mit der Übereinstimmung der beiden Geschwindigkeiten ist nicht notwendigerweise korrekt, zumal die allgemein für den geostationären Orbit angenommene Alfvéngeschwindigkeit deutlich unterhalb von 1700 km/s liegt. Darüberhinaus führen Takahashi et al. [1984a] den Zusammenhang zwischen der Alfvéngeschwindigkeit und der azimutalen Phasengeschwindigkeit nicht weiter aus.

Es gibt eine Reihe weiterer Satellitenregistrierungen, die eine azimutale Ausbreitung von transversalen Wellen in Richtung der Nachtseite der Magnetosphäre zeigen. Hierbei wird allerdings nicht auf den Mechanismus der Ausbreitung eingegangen, sondern es werden lediglich azimutale Phasengeschwindigkeiten ermittelt. Hughes et al. [1978] geben für transversale Wellen Werte von $v_{ph} \approx 900$ km/s bei $L = 12$ an. Da diese Geschwindigkeit höher als die typische maximale Strömungsgeschwindigkeit an der Magnetosheath ist, schließen sie eine Anregung durch die Kelvin-Helmholtz Instabilität aus. Die theoretischen Ausführungen der Ausbreitung von Wellen in den nachfolgenden Kapiteln der vorliegenden Arbeit werden zeigen, daß dieser Schluß nicht hinreichend ist.

In einigen Publikationen werden auch kleinere azimutale Phasengeschwindigkeiten transversaler Wellen angegeben. Olson and Rostoker [1978] ermitteln $v_{ph} \approx 14$ km/s an der Erdoberfläche bei einer geomagnetischen Breite von ca. 60° , während Lin and Barfield [1985] am geostationären Orbit $v_{ph} \approx 150$ km/s angeben. In beiden Arbeiten wird durch die Übereinstimmung mit typischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Oberflächenwellen an der Magnetopause auf eine Anregung der Wellen durch die Kelvin-Helmholtz Instabilität geschlossen.

Die Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit einer Welle bei der Ausbreitung in einem inhomogenen Medium ist nicht trivial und läßt sich, wie die oben aufgeführten Arbeiten zeigen, offensichtlich nicht direkt nur aus den lokalen Parametern des Mediums bestimmen. Mit einer analogen Fragestellung beschäftigt sich auch die Seismik bei der Untersuchung von Phasengeschwindigkeiten von Wellen, die sich im inhomogenen Erdkörper ausbreiten. In einer theoretischen Arbeit von Wielandt [1993] wird gezeigt, daß die Phasengeschwindigkeit einer akustischen Welle nicht nur von dem Medium abhängt, in dem sie sich ausbreitet, sondern auch von der lokalen Geometrie des Wellenfeldes.

Denkt man sich Wellen unterschiedlicher Frequenzen, die sich entlang einer zweidimensionalen Ebene von einer ausgedehnten Quelle ausbreiten und dabei interferieren, so lassen sich die registrierten Signale in harmonische Komponenten der Frequenz ω zerlegen. Jede Komponente kann dann entlang der Ebene, zumindest überall dort, wo die Komponente ungleich Null ist, als komplexes logarithmisches

Wellenfeld $\ln F(x, y) = a(x, y) + ic(x, y)$ beschrieben werden, wobei a die logarithmische Amplitude und c die Phase von F ist. Der lokale Wellenzahlvektor $\vec{\kappa}$ ist definiert als der negative Gradient der Phase, also

$$\vec{\kappa}(x, y) = -\nabla c(x, y) = -\nabla \text{Im}(\ln F(x, y)) \quad . \quad (2.1)$$

Die lokale Phasengeschwindigkeit v_{ph} ergibt sich mit $\kappa(x, y) = |\kappa(x, y)|$ zu

$$v_{ph}(x, y) = \frac{\omega}{\kappa(x, y)} = \frac{\omega}{|\nabla \text{Im}(\ln F(x, y))|} \quad . \quad (2.2)$$

Dies ist die allgemeine Definition der Phasengeschwindigkeit eines harmonischen Signals bei der Ausbreitung entlang einer zweidimensionalen Ebene für Wellenfelder mit beliebiger Geometrie. In der Praxis wird der Gradient der Phase zwischen zwei Beobachtungspunkten approximiert und die entsprechende Wellenzahl und die Phasengeschwindigkeit dem Gebiet zwischen den beiden Punkten zugesprochen. Es ist allerdings zu beachten, daß κ und v_{ph} Eigenschaften des Wellenfeldes sind und nicht des Mediums. Dies wird deutlich bei der Vorstellung, daß das Wellenfeld einer stehenden ebenen Welle an einem Ort gleich Null ist, während das einer im gleichen Medium propagierenden Welle ungleich Null ist. κ und v_{ph} werden daher als dynamische Parameter bezeichnet.

Wielandt [1993] zeigt, daß in der Helmholtz-Gleichung

$$(\Delta + k^2)F(x, y) = 0 \quad , \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (2.3)$$

eine andere Wellenzahl k auftaucht. Die Helmholtz-Gleichung beschreibt die Ausbreitung fast aller klassischen Wellenfelder in homogenen, isotropen Medien. Die Wellenzahl k entspricht einfach dem Faktor ω/c , wobei c im akustischen Fall die Schallgeschwindigkeit des Mediums ist. Wichtig ist zu bemerken, daß die Parameter k und c in der Helmholtz-Gleichung (2.3) strukturelle Parameter sind, die allein durch die Eigenschaften des Mediums festgelegt werden und unabhängig von der Geometrie des Wellenfeldes sind. Der Unterschied von k zu dem dynamischen Parameter κ in 2.1 wird deutlich, wenn die Helmholtz-Gleichung für den akustischen Fall nach k aufgelöst wird:

$$k(x, y) = \pm \sqrt{-\frac{\Delta F(x, y)}{F(x, y)}} \quad . \quad (2.4)$$

Die beiden Wellenzahlen stimmen nur in Einzelfällen, etwa bei der Ausbreitung ebener Wellen in homogenen Medien, überein. In der Regel sind sie jedoch verschieden.

Entsprechend definiert Wielandt [1993] auch unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten: zum einen ist dies die *strukturelle* Phasengeschwindigkeit, welche sich von den lokalen Bedingungen des Mediums unter der Annahme der Homogenität des Mediums in der ganzen Umgebung des betrachteten Ortes ableitet; zum anderen ist es die *dynamische* Phasengeschwindigkeit, welche lokal gemessen wird und die wahren Eigenschaften des Mediums, also alle globalen Einflüsse und damit auch die Geometrie des Wellenfeldes in der Umgebung des Beobachtungsortes berücksichtigt. Da sich diese Definitionen direkt auf die Physik der Wellenausbreitung in der Magnetosphäre übertragen lassen, muß die anhand von Satellitenbeobachtungen ermittelte Phasengeschwindigkeit von Wellen keineswegs mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit übereinstimmen. Entsprechende Zusammenhänge werden in den folgenden Kapiteln bei der theoretischen Untersuchung der Ausbreitung von Wellen in einfachen Modellen der Magnetosphäre weitergehend diskutiert.

In den oben aufgeführten Arbeiten über Satelliten- und Bodenmessungen von Wellen in der Magnetosphäre werden die angegebenen azimuthalen Phasengeschwindigkeiten ausschließlich im Zusammenhang mit den lokalen Hintergrundbedingungen oder einem möglichen Anregungsmechanismus diskutiert. Da in einem realistischen System wie der Magnetosphäre nach Wielandt [1993] derartige direkte Zusammenhänge nicht gegeben sind, müssen für eine Interpretation dieser Geschwindigkeiten und für die Frage nach der typischen Geschwindigkeit des Energietransports der Wellen neben den globalen Eigenschaften des Mediums auch die Ausbreitungseigenschaften der Wellen genau bekannt sein. Die Ausbreitung von MHD-Wellen in der Magnetosphäre unterliegt verschiedenen Einflüssen der Geometrie, der Grenzflächen und der Hintergrundparameter, wie etwa der Plasmadichte und der Stärke des Magnetfeldes. Desweiteren unterscheiden sich die Ausbreitungseigenschaften der verschiedenen MHD-Moden. Die kompressible Fast-Mode ist isotrop, während die transversale Alfvén-Mode entlang der Feldlinien geführt wird und damit stark anisotrop ist. Eine analytische Untersuchung der Ausbreitung von Wellen unter Berücksichtigung aller realistischen Einflüsse bzw. entsprechende Untersuchungen mit einzelnen Satelliten sind kaum möglich. Es gilt daher, anhand einfacher Modelle zunächst die grundlegenden Eigenschaften der Ausbreitung zu untersuchen und die gewonnenen Erkenntnisse anschließend so gut wie möglich auf die Realität zu übertragen. Darüberhinaus gilt es, eine mögliche Erklärung für das Auftreten von Feldlinienresonanzen auf der Nachtseite der Magnetosphäre zu finden.

In der Vergangenheit wurden bereits verschiedene einfache Modelle für die Magnetosphäre angenommen. Analytische Arbeiten betrachten die Magnetosphäre häufig wie einen Kasten mit einer nicht-gekrümmten Magnetfeldtopologie und idealen Grenzflächen [Radoski, 1971]. Verbesserte numerische Modelle berücksichtigen eine Krümmung der Feldlinien, wie z.B. die zylindrische Magnetosphäre [Radoski, 1974; Allan et al., 1985; Allan and McDiarmid, 1993], das Modell des Wellenleiters [Rankin et al., 1993; Wright, 1994] und die Dipolmagnetosphäre [Lee and Lysak, 1989, 1990, 1991].

Eine azimutale Ausbreitung von Wellen, wie sie für einen Energietransport von der Tag- in die Nachtseite der Magnetosphäre wichtig ist, wurde z.B. von Wright [1994] anhand eines inhomogenen, zweidimensionalen Wellenleiters betrachtet, bei dem die Richtung senkrecht zum Wellenleiter als radiale Richtung der Magnetosphäre angenommen wird. Wright [1994] diskutiert die im Wellenleiter auftretende Dispersion und zeigt, daß sich die angeregten kompressiblen Wellen zwar entlang des Wellenleiters ausbreiten, dabei nach seiner Einschätzung aber nur in der Nähe der Quelle in der Lage sind, Feldlinienresonanzen anzuregen. Dieses Modell erklärt damit das Auftreten von Feldlinienresonanzen auf der Nachtseite der Magnetosphäre nicht. Allerdings ist zu beachten, daß seinen Analysen die sogenannte WKB-Näherung (nach *Wentzel, Kramers, Brillouin*) zugrunde liegt. Bei dieser Näherung wird angenommen, daß an jeder Stelle im Plasma die Dispersionsrelation für ein homogenes Plasma lokal erfüllt ist (siehe z.B. Cross [1988]). Strenggenommen ist dies nur gültig, wenn die Hintergrundparameter, wie etwa die Plasmadichte oder das Magnetfeld, über einer Distanz von 1-2 Wellenlängen nur gering variieren. Entsprechende Näherungen existieren analog z.B. auch in der Optik, wobei die Wellenoptik in die geometrische Optik übergeht, wenn die Wellenlänge gegen Null strebt. Da niederfrequente MHD-Wellen Wellenlängen in der Größenordnung der Magnetosphäre haben, sind die Ergebnisse der Untersuchungen von Wright [1994] nicht direkt auf die realen Vorgänge in der Magnetosphäre übertragbar. Sie demonstrieren allerdings einige allgemeine Eigenschaften der Wellenausbreitung qualitativ anschaulich. Wegen der Einfachheit des Modells werden auch in einem der folgenden Kapitel dieser Arbeit zunächst die Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten von Wellen in einem Wellenleiter diskutiert, bevor sie dann mit Ergebnissen eines numerischen Modells mit komplizierterer Geometrie verglichen werden.

Simulationen einer numerischen Dipolmagnetosphäre zeigen eine Ausbreitung von Wellen, insbesondere auch von Feldlinienresonanzen bis in die Nachtseite des Modells [Stellmacher, 1994]. Zusammen mit den ersten Hinweisen der Satellitenbeobachtungen führt dies zum Konzept der magnetosphärischen Linse, welches in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt ist. Auf der Tagseite werden etwa durch Variationen im Sonnenwind oder durch Instabilitäten an der Magnetopause kompressible Wellen angeregt, die in die Magnetosphäre propagieren. Hinter ihrem spezifischen Umkehrpunkt regen sie transversale Alfvénwellen an, welche sich an den resonanten Feldlinien zu Feldlinienresonanzen ausbilden. Vermutlich durch die Ausbreitung der Energie der Fast-Moden kommt es zu einer Ausbildung von Feldlinienresonanzen entlang des gesamten resonanten Feldlinientorus bis in den Mitternachtsektor der Magnetosphäre. Die Energie des Sonnenwindes, die zunächst über die gesamte Tagseite verteilt ist, konzentriert sich nach einer gewissen Zeit in einer räumlich begrenzten Region auf der Nachtseite der Magnetosphäre, ähnlich dem Brennpunkt einer Linse.

Da der Mitternachtsektor die aktivste Region der Magnetosphäre darstellt, ist zu erwarten, daß die Feldlinienresonanzen hier nach sehr kurzer Zeit gedämpft werden. Durch die Dynamik des geomagnetischen Feldes kommt es zum Beispiel zu Variationen in der Länge der Feldlinien. Da es sich bei Feldlinienresonanzen um

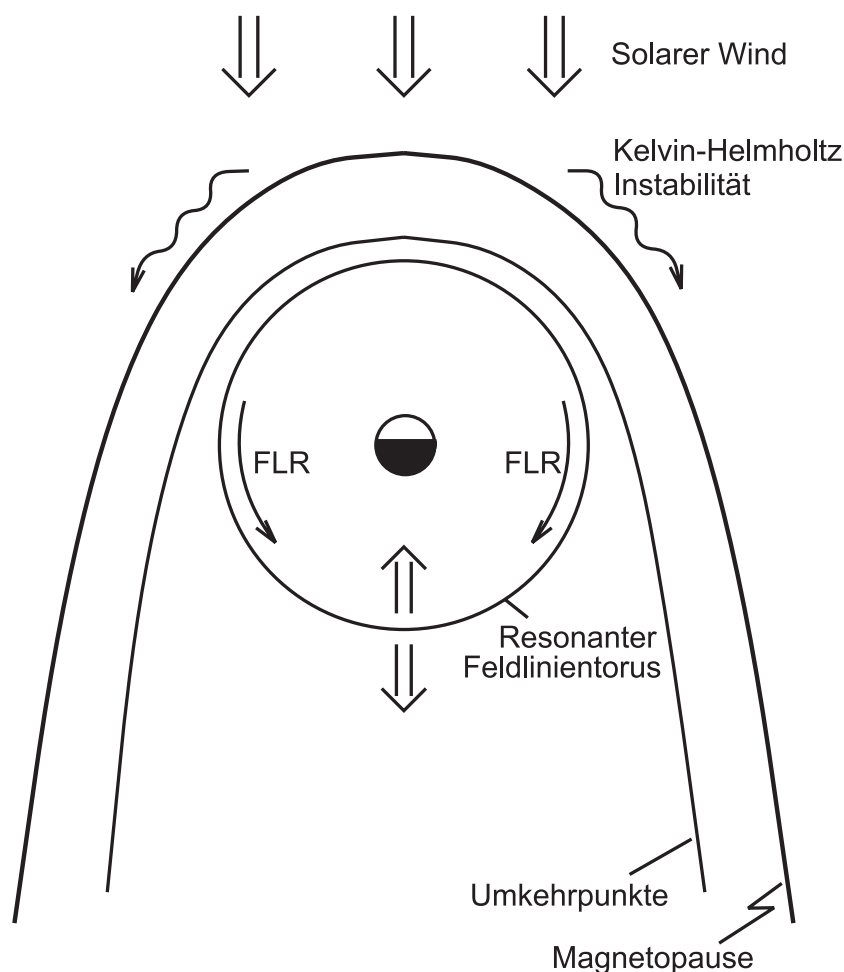


Abbildung 2.1: *Das Konzept der magnetosphärischen Linse.*

stehende Wellen handelt, führt die durch die Variation der Länge veränderte Eigenperiode der Feldlinien zu einer destruktiven Interferenz der Alfvénwellen und damit zu einer Auslöschung auf der entsprechenden Feldlinie. Was mit der Energie dieser Feldlinienresonanzen geschieht, ist derzeit nicht bekannt. Auf jeden Fall wird sie im Mitternachtsektor zur Verfügung gestellt und kann zum Beispiel eine wichtige Rolle bezüglich der Anregung von magnetischen Teilstürmen spielen, was dem Konzept von Samson et al. [1992] entspräche.

Es bleibt noch zu klären, wie realistisch und effektiv der Transport von Energie durch die Ausbreitung von MHD-Wellen in die Nachtseite der Magnetosphäre ist. Letztendlich können nur in situ Beobachtungen näheren Aufschluß darüber geben, da jedes Modell eine Reihe von Vereinfachungen enthält und damit keinen wirklichen Beweis liefern kann. Da Satelliten aber nur einzelne Meßpunkte darstellen und wirkliche Netzwerke von Satelliten bisher nicht verfügbar sind, bleiben entsprechende Untersuchungen darauf beschränkt, etwa anhand von statistischen Lokalzeitverteilungen der Wellenaktivität einen möglichen Energietransport zu identifizieren.

Die Tagesverläufe von Wellenaktivitäten in der Magnetosphäre waren bereits Thema verschiedener Publikationen. Gupta [1975] untersucht in einer umfangreichen Studie einige Eigenschaften von Pc 5 Pulsationen mit großen Amplituden anhand von Registrierungen des magnetischen Feldes von fünf kanadischen Observatorien. Dabei stellt er eine Asymmetrie im Tagesverlauf der Wellenaktivität fest. Höhere Aktivitäten treten bei Stationen in höheren Breiten am späten Vormittag und am späten Abend auf. Die Wellenaktivität am Abend ist dabei auf Teilsturmaktivität auf der Nachtseite der Magnetosphäre zurückzuführen. Bei einer Station nördlich der Polarlichtregion wird erhöhte Wellenaktivität auch am Nachmittag registriert. Der beobachtete Peak am Vormittag ist stabil bezüglich der geomagnetischen Aktivität, er wird lediglich breiter an aktiveren Tagen. Der Peak am Abend verschwindet oberhalb der Polarlichtregion an aktiven Tagen.

Eine weitere Asymmetrie bezüglich des Mittagsektors der Magnetosphäre tritt auch in den Perioden der Pulsationen auf. Am Nachmittag sind die Perioden der dominierenden Wellen deutlich länger als am Vormittag. Dies stimmt gut mit den späteren Ergebnissen von Takahashi et al. [1984a] überein, die mit Satellitendaten detailliert die harmonische Struktur von magnetischen Pulsationen in der Magnetosphäre untersuchen.

Gupta [1975] gibt in seiner Arbeit zwei Möglichkeiten für die Ursache der Asymmetrie an. Eine der Erklärungen beruht auf der unterschiedlichen Reibung zwischen dem die Magnetosphäre umströmenden Sonnenwind und der Magnetopause auf der Vormittagsseite, an der die Rotation der Erde entgegen der Sonnenwindbewegung verläuft, und der Nachmittagsseite, wo die zwei Bewegungen gleichgerichtet sind. Dadurch ist auf der Vormittagsseite die relative Geschwindigkeit zwischen den zwei Medien größer, und die Voraussetzungen für eine Instabilität an den Flanken, die zur Anregung von Wellen führen kann, sind eher erfüllt als auf der Nachmittagsseite. Diese Erklärung hält Gupta selbst allerdings für sehr zweifelhaft.

Die zweite Möglichkeit, die Gupta [1975] aufzeigt, beruht auf der Asymmetrie der Plasmadichteverteilungen [Keath et al., 1976]. Bei Messungen vorrangig auf der Nachtseite der Magnetosphäre zeigen Elektronen zwar eine gleichmäßige Verteilung auf der Morgen- und der Abendseite, nicht jedoch die Protonen. Auf der Morgen- und Abendseite sind die Verteilungen von Elektronen und Protonen korreliert. Weiter existiert dort auch eine Korrelation zwischen der Protonendichte und der geomagnetischen Aktivität, gemessen an dem geomagnetischen Index Kp. Auf der Nachtseite zeigt sich eine derartige Abhängigkeit nicht. Diese Darstellung kann das Auftreten von erhöhter Wellenaktivität auf der Vormittagsseite an aktiveren Tagen erklären. Allerdings existiert diese Erhöhung auch an geomagnetisch ruhigeren Tagen, was diese Erklärung für die Asymmetrie nicht bestätigt.

Olson and Rostoker [1978] und Rostoker et al. [1980] finden in ihren Untersuchungen von Pulsationen im Pc 4-5 Bereich anhand von Bodenbeobachtungen ebenfalls eine Asymmetrie der Wellenaktivität bezüglich des Mittagsektors. Als mögliche Ursache geben sie einen Wechsel des Drehsinns der Polarisierung [Kato and Utsumi, 1964] bzw.

den auftretenden Vorzeichenwechsel der azimuthalen Wellenzahl m im Mittagsektor (11:00-12:00 MLT) an.

Yumoto et al. [1983] versuchen anhand von Registrierungen verschiedener Satelliten (OGO 5, ISEE 1 und ISEE 2) die am Boden registrierte Asymmetrie in dem Lokalzeitverlauf der Wellenaktivität durch Unterschiede in den Welleneigenschaften auf der Morgen- und der Abendseite zu erklären. Sie gehen zunächst davon aus, daß keine der als Anregungsquelle in Frage kommenden Instabilitäten auf der Morgenseite effektiver sind als auf der Abendseite. Ihre Beobachtungen zeigen außerdem, daß diese Asymmetrie in der äußeren Magnetosphäre nicht vorhanden ist. Dabei treten auf der Morgenseite hauptsächlich toroidale Pc 5 Pulsationen mit niedrigen azimuthalen Wellenzahlen auf, wohingegen auf der Abendseite poloidale Wellen mit größeren Wellenzahlen dominieren (siehe auch Hughes et al. [1978]). Dies führen Yumoto et al. [1983] auf die Anregung durch die Zweistrom-Instabilität [Yumoto and Saito, 1980] zurück. Die Asymmetrie bei den Bodenbeobachtungen erklären sie dann mit dem Einfluß der Ionosphäre, welche Wellen mit großen horizontalen Wellenzahlen unterhalb der Ionosphäre unterdrückt [Hughes and Southwood, 1976a, 1976b].

Barfield et al. [1972] analysieren Pc 5 Pulsationen während eines magnetischen Sturms. Die Wellen waren auf den Nachmittagssektor beschränkt. Am Boden wurden sie jedoch nicht registriert. Mögliche Erklärungen werden nicht diskutiert.

Anderson et al. [1990] führen eine umfangreiche statistische Untersuchung mit Hilfe von Beobachtungen des AMPTE/CCE Satelliten durch. In der azimuthalen Magnetfeldkomponente finden sie einen Tagesverlauf der Wellenaktivität, der symmetrisch bezüglich des Mittagsektors ist.

Fast alle hier aufgeführten Arbeiten deuten zunächst darauf hin, daß die Wellenaktivität auf der Tagseite allgemein höher ist als auf der Nachtseite. Interessant ist allerdings ein Vergleich der Ergebnisse. Während am Boden die Aktivität asymmetrisch bezüglich des Mittagsektors ist, registrieren Satelliten auf der ganzen Tagseite eine gleichmäßige Verteilung der Aktivität. Die Asymmetrie der Wellenaktivität bei den Bodenbeobachtungen wird in der Regel mit einer Variation der azimuthalen Wellenzahl m der Pulsationen begründet. Durch höhere azimuthale Wellenzahlen auf der Abendseite werden dort die Wellen stärker durch die Ionosphäre abgeschirmt. Quantitativ wurde die dafür notwendige Variation der azimuthalen Wellenzahl anhand von Beobachtungen allerdings bisher nicht bestimmt. Erste Abschätzungen deuten darauf hin, daß eine entsprechende Variation von m unrealistisch groß sein muß, um die Asymmetrie der Aktivität zu erklären, wodurch sie als Erklärung ausscheidet. Anhand eines direkten Vergleichs von typischen Boden- und Satellitenmessungen wird in einem der folgenden Kapitel gezeigt, daß vielmehr die radiale Ausdehnung der Resonanzstrukturen, also die radiale Wellenzahl, die dominierende Rolle für die Lokalzeitverteilung der Wellenaktivität am Boden spielt.

Neben der Wellenaktivität geben weitere Parameter, wie etwa die Änderung der Frequenzen der Wellen entlang des geostationären Orbits oder die Lokalzeitvaria-

tion der Resonanzbreite der Feldlinienresonanzen auch Hinweise auf die Strukturen der Hintergrundbedingungen, wie etwa der Verteilung der Plasmadichte in der Magnetosphäre. Dies unterstützt abschließend im letzten Teil dieser Arbeit die Interpretation der Beobachtungen einzelner Ereignisse unter Berücksichtigung der in Kapitel 3 diskutierten Einflüsse der Magnetosphäre auf die Wellen und der anhand der theoretischen Modelle gewonnenen Erkenntnisse aus Kapitel 4 über die Ausbreitungseigenschaften der Wellen.

3 Einflüsse der Magnetosphäre auf MHD–Wellen

3.1 Die Magnetosphäre

Die Magnetosphäre ist die Wechselwirkungszone zwischen dem im Sonnenwind eingefrorenen, interplanetaren Magnetfeld (IMF) und dem Magnetfeld der Erde. Der Sonnenwind umströmt das Magnetfeld der Erde, wodurch ein Hohlraum entsteht, der auf der Tagseite stark komprimiert und auf der Nachtseite zu einem langen Schweif ausgedehnt ist. Die Grenzschicht zwischen den beiden Magnetfeldern ist die sogenannte Magnetopause. Die Magnetosphäre bietet durch ihre Kompressibilität im Zusammenhang mit Störungen im Sonnenwind Raum für eine Vielzahl dynamischer Prozesse, wie zum Beispiel Plasmawellen. Starke Gradienten der Plasmadichte an der Magnetopause führen zu einer Reflexion dieser Wellen, wodurch der Hohlraum als abgeschlossen angenommen werden kann. Die Magnetosphäre bildet damit ein Labor endlicher Größe, welches Plasmaphysikern zur Untersuchung obiger dynamischer Prozesse dient.

Innerhalb der Magnetosphäre gibt es verschiedene Parameter, die einen Einfluß auf ULF–Pulsationen bzw. MHD–Wellen ausüben. Die wichtigsten dieser Parameter sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Da sie sich in der Regel gegenseitig beeinflussen, kann man häufig nicht von der Beobachtung auf die direkte Ursache und die Entwicklung eines Wellenereignisses schließen. Anhand dieser Parameter können allerdings einfache Szenarien entwickelt werden, deren genaue Analyse bei der Interpretation nicht eindeutiger Beobachtungen in der Magnetosphäre von Nutzen sein kann.

Ein derartiges Szenarium ist in Abbildung 3.1 anhand der grauen Pfeile dargestellt. In diesem Beispiel werden kompressible Wellen durch die Kelvin–Helmholtz Instabilität angeregt und breiten sich in der Magnetosphäre aus. Aufgrund der Variation des geomagnetischen Feldes kommt es zur Anregung von Feldlinienresonanzen entlang des entsprechend resonanten Feldlinientorus. Aufgrund der Variation der Plasmadichte in azimuthaler Richtung befinden sich die resonanten Feldlinien zur Abendseite hin in einem geringeren radialen Abstand zur Erdoberfläche. Die stehenden transversalen Wellen werden an der Ionosphäre reflektiert. Auf der Abendseite nähern sich die Feldlinien des resonanten Torus der Plasmopause, so daß es ab einer gewissen Lokalzeit aufgrund des starken Dichtegradienten an der Grenzfläche nicht mehr zu einer Ausbildung von stehenden Wellen kommt. Auf der Abendseite registriert man den Abbruch der Wellenaktivität zur Nachtseite hin.

Im folgenden werden die Einflüsse der Magnetosphäre auf MHD–Wellen im einzelnen diskutiert.

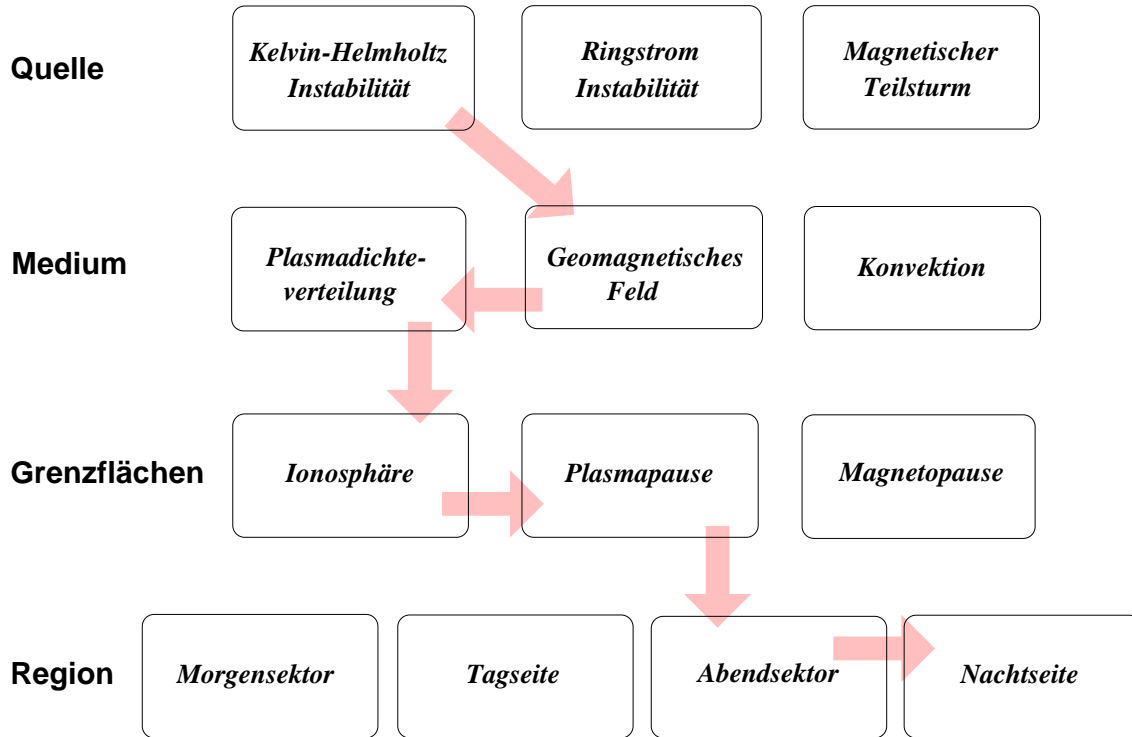


Abbildung 3.1: *Parameter der Einflüsse der Magnetosphäre. Die grauen Pfeile demonstrieren ein denkbares, einfaches Szenarium.*

3.2 Die Quelle

Die Energie zur Anregung von MHD-Wellen in der Magnetosphäre stammt fast immer aus dem Sonnenwind. Dies kann auf direktem Weg durch Variationen der Plasmadichte oder durch Anregung von Instabilitäten an der Magnetopause erfolgen, oder indirekt durch Prozesse innerhalb der Magnetosphäre, die die Energie des Sonnenwindes zunächst eine gewisse Zeit speichern, wie etwa bei magnetischen Teilstürmen. Eine Reihe von Arbeiten haben den Zusammenhang zwischen der Sonnenwindaktivität und dem Auftreten bzw. den Eigenschaften von MHD-Wellen festgestellt, auch ohne direkt auf den verantwortlichen Anregungsmechanismus einzugehen [Greenstadt et al., 1979a, 1979b; Takahashi et al., 1984b; Lin et al., 1991; Anderson, 1993; Engebretson et al., 1998]. Im folgenden werden einige dieser Mechanismen vorgestellt.

Kelvin-Helmholtz Instabilität (KHI): Die KHI ist der am häufigsten zitierte Anregungsmechanismus für MHD-Wellen in der tagseitigen Magnetosphäre. Durch eine kleine Störung der Gleichgewichtslage der Magnetopause kommt es zu einer Verengung des Strömungsquerschnitts in der Magnetosheath, was wiederum zu einer Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit und damit zu einem Anwachsen der Störung führt [Fejer, 1964]. Die Instabilität bezieht ihre Energie aus dem Sonnenwind und tritt sowohl an den Flanken der Magnetopause

auf [Southwood, 1968; Pu and Kivelson, 1983], als auch in der Plasmagrenzschicht niedriger Breiten (LLBL) [Yumoto and Saito, 1980; Lee et al., 1981; Manuel and Samson, 1993]. Die Eigenschaften der KHI in Abhängigkeit vom Sonnenwind [Miura, 1990, 1992] und auch deren Einflüsse auf die Eigenschaften der angeregten Wellen [Allan and Wright, 1997] sind Thema zahlreicher theoretischer und numerischer Arbeiten. So konnte zum Beispiel gezeigt werden, daß die KHI auch für die Diskretisierung des angeregten Wellenspektrums verantwortlich sein kann [Fujita et al., 1996], was vorher dem Phänomen der sogenannten *Cavity Moden* [Kivelson et al., 1984; Kivelson and Southwood, 1985, 1986; Allan et al., 1986], also der Anregung von Eigenschwingungen der gesamten Magnetosphäre zugesprochen wurde.

Ringstrom Instabilität: Der Ringstrom [Williams, 1987] wird vorrangig von energetischen Plasmateilchen aus dem Schweif der Magnetosphäre gespeist. Die Ringstromaktivität läßt sich mit dem geomagnetischen Index *Dst* ausdrücken [Van Zele and Schneider, 1995; Campbell, 1996]. Plasmainstabilitäten im Ringstrom führen lokal — im Nachmittagssektor — zu einer Anregung von MHD-Wellen [Hasegawa and Chen, 1992], welche in der Regel radial polarisiert sind und große azimutale Wellenzahlen aufweisen [Barfield and McPherron, 1972, 1978; Barfield et al., 1972]. Durch die direkte Kopplung an die geomagnetische Aktivität innerhalb der Magnetosphäre treten diese Wellen bevorzugt während eines magnetischen Sturms auf.

Magnetischer Teilsturm: Magnetische Teilstürme [McPherron, 1991; Rostoker, 1991] sind neben ULF-Pulsationen sicherlich die herausragendsten dynamischen Prozesse in der Magnetosphäre. Bei einem Teilsturm wird im Magnetosphärenschweif gespeicherte Energie freigesetzt, wodurch er ausgehend vom Mitternachtsektor einen dominierenden Einfluß auf den Energie- und Teilchenhaushalt der gesamten Magnetosphäre hat. Beobachtungen zeigen, daß während der verschiedenen Phasen eines Teilsturms ULF-Pulsationen auch außerhalb der Nachtseite der Magnetosphäre auftreten [Rostoker et al., 1984]. Noch nicht geklärt ist die Frage, ob die Pulsationen eine Folge der Teilsturmaktivität sind, oder ob sie eventuell auch eine Rolle für die Anregung eines Teilsturms spielen. Samson et al. [1992] weisen darauf hin, daß sich Energie in Form von MHD-Wellen von der Tag- bis auf die Nachtseite hin ausbreiten kann. Dort fanden sie Ereignisse, bei denen die Signaturen von Teilsturmeinsätzen mit Feldlinienresonanzen zusammenfielen. Dies deutet zumindest darauf hin, daß MHD-Wellen Energie für eine Erhöhung der Teilsturmaktivität liefern können. Aber auch andere magnetosphärische Phänomene werden im Zusammenhang mit Teilstürmen diskutiert. Elphinstone et al. [1991] beobachten Polarlichterscheinungen, die sich von der Tagseite der Magnetosphäre in beide azimutale Richtungen entwickeln, wobei das Erreichen der Nachtseite mit dem Einsatz eines Teilsturms zusammenfällt. Bringt man diese Polarlichterscheinungen wiederum mit dem Phänomen der Feldlinienresonanz in Verbindung [Samson et al., 1991a; Streltsov and Lotko, 1995], so könnte

dies die Arbeit von Samson et al. [1992] bestätigen. Schlüssige Beweise stehen allerdings noch aus. Ein weiterer interessanter Zusammenhang zwischen Wellen und Teilstürmen besteht in dem sogenannten *Thermal Catastrophe Model of Substorms* [Goertz and Smith, 1989]. Dies besagt, daß die Absorption von Wellen in der Grenzschicht der Plasmaschicht zu einer Erhöhung der Temperatur führt, die nach einer gewissen Zeit nicht mehr durch Konvektion abgebaut werden kann und dann einen Teilsturmeinsatz triggert. Auch für dieses Modell fehlen bislang allerdings schlüssige Beweise.

3.3 Das Medium

Innerhalb der Magnetosphäre werden MHD-Wellen im wesentlichen von der Topologie des Magnetfeldes und der Plasmadichte beeinflusst, die auch die Alfvéngeschwindigkeit v_A und damit die Phasengeschwindigkeit der MHD-Wellen bestimmt. Beide Parameter wirken nicht nur auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen ein, sondern durch die Wellenleitfähigkeit $\Sigma_A = 1/(\mu_0 v_A)$ gegebenenfalls auch auf ihre Ausbreitungsrichtung.

Plasmadichteverteilung: Die Plasmadichteverteilung in der Magnetosphäre ist stark inhomogen, sowohl innerhalb eines Meridians als auch in azimuthaler Richtung. Gradienten der Plasmadichte resultieren in einer Reflexion bzw. Refraktion von MHD-Wellen. Die Eigenperiode einer Feldlinie hängt über die Alfvéngeschwindigkeit neben der Magnetfeldstärke und der Länge der Feldlinien auch von der Plasmadichte ab. Eine mit dem radialen Abstand abfallende Dichte führt mit einer noch schneller abfallenden Magnetfeldstärke zu einer kontinuierlichen Erhöhung der Eigenperioden und damit der Perioden der an den Feldlinien angeregten stehenden Alfvénwellen [Barston, 1964; Sedlacek, 1971; Cummings et al., 1969; Bertin et al., 1986]. Dieses sogenannte Alfvén-Kontinuum findet sich in zahlreichen Satellitenbeobachtungen [Takahashi and McPherron, 1982; Takahashi et al., 1984a; Engebretson et al., 1986] und in numerischen Modellen [Lee and Lysak, 1989, 1990]. Da die Plasmadichteverteilung in der Magnetosphäre bisher direkt nur unzureichend gemessen wurde, bedient man sich der ULF-Pulsationen, um aus deren Perioden und angemessenen Magnetfeldmodellen die Dichte zu bestimmen [Obayashi and Jacobs, 1958; Carpenter, 1963; Kitamura and Jacobs, 1968; Poulter et al., 1984; Waters et al., 1996]. Mit Hilfe geostationärer Satelliten wird dabei auch eine Erhöhung der Dichte entlang des entsprechenden Orbits von der Morgen- bis zur Abendseite der Magnetosphäre festgestellt [Takahashi and McPherron, 1982; Takahashi et al., 1984a], woraus wiederum eine Erhöhung der Eigenperioden auf der Abendseite folgt.

Geomagnetisches Feld: Wie die Plasmadichte, so hat auch die Magnetfeldstärke einen Einfluß auf die Eigenperiode der Feldlinien. Im Gegensatz zur Dich-

te ist das Magnetfeld allerdings bereits umfassend vermessen worden. Daraus sind eine ganze Reihe von Magnetfeldmodellen entstanden, von denen die am weitesten verbreiteten sicherlich die Tsyganenko-Modelle T87 und T89 sind [Tsyganenko, 1987, 1989]. Singer et al. [1981] zeigen anhand des Olson-Pfizer-Modells [Walker, 1979], daß eine Abweichung des Magnetfeldes von einer Dipolgeometrie auf der Tagseite der Magnetosphäre keinen nennenswerten Einfluß auf die Eigenperioden der Feldlinien entlang des geostationären Orbits hat. Die beobachteten Variationen der Perioden der ULF-Pulsationen sind daher auf die Variation der Dichte zurückzuführen (siehe oben). In theoretischen Arbeiten über ULF-Pulsationen wird die Geometrie des Magnetfeldes in der Regel stark vereinfacht. Erst seit einigen Jahren wird eine Krümmung der Feldlinien berücksichtigt [Hameiri, 1985; Inhester, 1986; Lifshitz, 1987; Wright and Thompson, 1994; Kouznetsov and Lotko, 1995].

Konvektion: Magnetosphärische Konvektion, die die Existenz großskaliger elektrischer Felder voraussetzt, bildet den dominierenden Prozess für die Beschleunigung und den Einschub von energetischem Plasma in die Magnetosphäre [Axford, 1969]. Eine Verlangsamung der Konvektionsgeschwindigkeit, wie sie z.B. durch den magnetosphärischen Dynamoprozess und die Verbindung der Ionosphäre mit der Magnetosphäre durch die elektrisch gut leitenden Feldlinien des Erdmagnetfeldes verursacht werden kann [Volland, 1991], führt zu einer Anregung von Alfvénwellen [Kan et al., 1982]. Diese Verlangsamung entsteht durch die Ionosphärische Impulsbeladung aufgrund einer endlichen Pedersen-Leitfähigkeit, die zu Joule'scher Erwärmung und einer natürlichen Hemmung der Plasmabewegung führt. Untersuchungen der Konvektion im Hinblick auf den Zusammenhang mit MHD-Wellen beruhen im wesentlichen auf Beobachtungen geostationärer Satelliten [Gendrin, 1981] und mit Bodenstationen, die in erster Linie die Prozesse an der Ionosphäre widerspiegeln [Heacock and Chao, 1980; Maynard et al., 1995]. Letztere beobachten eine erhöhte Wellenaktivität zu Zeiten magnetischer Teilstürme, also zu Zeiten erhöhter Plasmakonvektion. Heacock and Chao [1980] führen diese Wellen auf lokale Anregungen durch dreidimensionale Stromsysteme zurück, die vom magnetosphärischen elektrischen Feld getrieben werden. Durch die Konvektion des Plasmas wird diesen Wellen eine scheinbare Ausbreitungsgeschwindigkeit aufgeprägt, die sich am Boden anhand von Zeitunterschieden bei den Einsätzen der Wellen bemerkbar macht.

3.4 Die Grenzflächen

An den Grenzflächen der Magnetosphäre, der Magnetopause als äußerer Begrenzung zum Sonnenwind, der Plasmopause als Übergang von der inneren zur äußeren Magnetosphäre und der Ionosphäre als erdnahe Grenzschicht entlang der Feldlinien, kommt es aufgrund von Variationen verschiedener Parameter zu Änderungen

der Wellenleitfähigkeit und damit zu Phänomenen wie Reflexion und Absorption der Wellen. Ideale Modelle nehmen an den Grenzflächen eine perfekte Reflexion der Wellen an und leiten daraus physikalische Modelle ab, wie etwa das der Cavity-Moden, also der Hohlraumresonanzen [Kivelson et al., 1984; Kivelson and Southwood, 1985, 1986]. Genauere Untersuchungen zeigen allerdings, daß die Grenzflächen durchlässig sein können. Weiterhin treten an den Grenzflächen Oberflächenwellen auf, die für die Anregung von MHD-Wellen innerhalb der Magnetosphäre verantwortlich sein können [Fujita et al., 1996]. Damit wird die Untersuchung der Einflüsse der Grenzflächen auf MHD-Wellen zu einer wichtigen Aufgabe für das Verständnis der Wellenvorgänge innerhalb der Magnetosphäre.

Ionosphäre: Die Ionosphäre, die durch ihre endliche elektrische Leitfähigkeit eine Grenzschicht für MHD-Wellen bildet, gehört zu den meistuntersuchten Regionen in der nahen Erdumgebung (für allgemeine Informationen siehe z.B. Kelly [1989.]). Da die Ionosphäre bei Beobachtungen von der Erdoberfläche aus quasi einen Bildschirm bildet, auf dem sich die Aktivitäten innerhalb der Magnetosphäre widerspiegeln, ist es für die Interpretation von Beobachtungen von großer Bedeutung, ihre Eigenschaften und vor allem ihre Einflüsse bezüglich MHD-Wellen zu verstehen [Nishida, 1964; Glaßmeier, 1985]. Durch die in der Ionosphäre auftretenden Hall-Ströme kommt es dort zu einer Verkopplung von Fast- und Alfvén-Moden [Kivelson and Southwood, 1988; Fujita, 1993]. Die Amplituden der Alfvén-Moden werden bei der Reflexion an der Ionosphäre durch Joule'sche Erwärmung gedämpft [Newton et al., 1978; Glaßmeier et al., 1984], während die Amplituden der eingekoppelten Fast-Moden exponentiell mit der Höhe abfallen [Kivelson and Southwood, 1988]. Durch die Asymmetrie der Pedersen-Leitfähigkeit in der nördlichen und südlichen Hemisphäre kann es unter Umständen auch zu einer Änderung der Modenstruktur der Alfvénwellen kommen [Allan and Knox, 1979a, 1979b; Allan, 1982; Budnik et al., 1998]. Bei Beobachtungen am Boden zeigt sich die Ionosphäre für verschiedene Veränderungen der Wellenstrukturen verantwortlich. So fallen in Abhängigkeit von den transversalen Skalenlängen der Wellen oberhalb der Ionosphäre die Amplituden der Störungen zur Erde hin ab. Wellen mit Wellenlängen kleiner als die Höhe der Ionosphäre werden völlig abgeschirmt [Hughes and Southwood, 1976a, 1976b]. Weiterhin kommt es zu einer Drehung der Polarisationsrichtung der Wellen um 90° bei homogener Leitfähigkeitsverteilung [Hughes, 1974]. Bei inhomogener Leitfähigkeit treten auch Winkel $\neq 90^\circ$ auf [Ellis and Southwood, 1983; Glaßmeier, 1984a].

Plasmapause: Die Plasmapause ist die Begrenzung der Plasmasphäre zur äußeren Magnetosphäre hin und zeichnet sich daher durch einen starken Gradienten der Plasmadichte aus. Die Erhöhung der Dichte führt zu einer Zunahme der Wellenleitfähigkeit $\Sigma_A = 1/(\mu_0 v_A)$ und damit zu einer Reflexion der MHD-Wellen. Die Lage der Plasmapause kann u.a. durch Messungen der Perioden stehender Wellen in der entsprechenden Region bestimmt werden [Chappell

et al., 1971]. Die Eigenperioden der Feldlinien werden aufgrund ansteigender Dichte in der Übergangsregion sehr klein. Innerhalb der Plasmopause steigen sie allerdings zunächst wieder kurz an, bevor sie zur Erde hin weiter abfallen [Chappell, 1988; Lee, 1996]. Die Position und die Form der Plasmasphäre sind abhängig von der geomagnetischen Aktivität [Chappell et al., 1970]. Auf der Abendseite ist sie in der Regel weiter ausgedehnt, zeitweise bis über den geostationären Orbit hinaus, was eine Folge der Überlagerung der Konvektions- und Korotationsfelder ist [Baumjohann, 1991]. Auch innerhalb der Plasmasphäre existieren Fast- und Alfvénwellen, und es kommt genau wie in der äußeren Magnetosphäre zu einer Verkopplung und dem Phänomen der Feldlinienresonanzen [Engebretson et al., 1986; Lin et al., 1986; Takahashi and Anderson, 1992; Green et al., 1993; Waters et al., 1991]. Eine teilweise Reflexion von Wellen innerhalb der Plasmopause ermöglicht, zumindest theoretisch, sogar Eigenschwingungen der Plasmasphäre, entsprechend der Cavity-Moden. Da sich die vorliegende Arbeit im wesentlichen mit der äußeren Magnetosphäre beschäftigt, werden diese Phänomene nicht weiter vertieft.

Magnetopause: Die Lage der Magnetopause ist bestimmt durch das Gleichgewicht zwischen dem kinetischen Druck des anströmenden Sonnenwindplasmas und dem magnetischen Druck des Erdmagnetfeldes und sie ist damit von sehr dynamischer Natur. Über diese Grenzschicht hinweg erfährt das Magnetfeld eine Richtungs- und Betragsänderung [Paschmann et al. 1986]. Hierdurch kommt es wieder zu einer Variation der Wellenleitfähigkeit Σ_A und damit zu einer teilweisen Reflexion der Wellen. Eine bedeutendere Rolle kommt der Magnetopause allerdings hinsichtlich der Anregung der Pulsationen zu [Yumoto et al., 1990], z.B. durch die Kelvin-Helmholtz Instabilität, die als Energiequelle bereits beschrieben wurde. Auch treten an der Magnetopause Oberflächenwellen auf, deren Amplituden innerhalb der Magnetosphäre exponentiell abfallen, und die ihre Energie in Alfvénwellen einkoppeln [Ledley, 1971; Takahashi et al., 1991].

3.5 Die Regionen innerhalb der Magnetosphäre

In den verschiedenen Lokalzeitbereichen der Magnetosphäre dominieren jeweils Wellen unterschiedlicher Herkunft und Eigenschaften. Für entsprechende Untersuchungen eignen sich Registrierungen geostationärer Satelliten besonders gut, da Abhängigkeiten des radialen Abstandes zunächst vernachlässigt werden können. Es existiert eine große Zahl statistischer Untersuchungen von Lokalzeitverteilungen der Pc 3-5 Pulsationen, die Anderson et al. [1990] zusammengefaßt und durch Beobachtungen des nicht-geostationären AMTPE/CCE Satelliten erweitert haben.

Morgensektor: Pulsationen auf der Morgenseite liegen in der Regel im Bereich der Polarlichtzone [Gupta, 1975; Rostoker et al., 1984] und werden im Zusammen-

hang mit dem westwärtigen Elektrojet diskutiert [Lam and Rostoker, 1978]. Die Pulsationen sind vorrangig niederfrequenter Natur und werden daher als fundamentale Moden eingestuft [Anderson et al., 1990]. Sie treten ferner in allen drei Komponenten auf und haben keine ausgezeichnete Polarisationsrichtung.

Tagseite: Die Tagseite ist sicherlich die ruhigste Region der Magnetosphäre, da hier die dynamischen Prozesse auf der Nachtseite nur geringere Auswirkungen zeigen und nur wenig breitbandige magnetische Aktivität registriert wird. Das dominierende Wellenphänomen sind hier die transversalen harmonischen Wellen, die fast ausschließlich in der azimuthalen Komponente auftreten [Takahashi and McPherron, 1982]. Es handelt sich hierbei um stehende Alfvénwellen. Sie sind auf den Pc 3-4 Frequenzbereich beschränkt, da in den meisten Fällen die fundamentalen Eigenperioden nicht angeregt werden. Aufgrund der geringen breitbandigen magnetischen Störungen bilden diese harmonischen Wellen häufig sehr lange Wellenzüge aus, die sich in diesem Sektor über viele Stunden hinweg beobachten lassen. Die Pulsationen breiten sich in azimuthaler Richtung mit einer Geschwindigkeit von etwa 14 km/s aus [Olson and Rostoker, 1978]. Die Ausbreitungsrichtung zeigt immer von der Tag- auf die Nachtseite, wobei der Ausgangspunkt zwischen 10:00 MLT und 11:00 MLT liegt. Takahashi et al. [1985] berichten außerdem auch von kompressiblen Wellen im Pc 5 Frequenzbereich, die sehr hohe azimuthale Wellenzahlen aufweisen ($|m| = 40 - 120$) und sich in den gezeigten Beispielen immer in westwärtiger Richtung mit einer Geschwindigkeit von 4-14 km/s ausbreiten. Als Quelle werden in diesem Zusammenhang Instabilitäten im Ringstrom diskutiert, während die transversalen harmonischen Wellen als Folge der Kelvin-Helmholtz Instabilität aufgefaßt werden.

Abendsektor: Die dominierenden kompressiblen Pulsationen auf der Abendseite der Magnetosphäre treten vorrangig zu Zeiten magnetischer Stürme und Teilstürme auf [Barfield and McPherron, 1972, 1978; Anderson et al., 1990], was wieder auf Instabilitäten im Ringstrom als Anregungsmechanismus schließen läßt. Die Frequenzen liegen im Pc 5 Bereich, sind aber häufig breitbandiger Natur. Die Polarisation der Wellen ist linear und liegt in der Meridianebene [Barfield and McPherron, 1972]. Die Wellen breiten sich in westwärtiger Richtung mit einer Geschwindigkeit von 5-50 km/s aus, also von der Nacht- auf die Tagseite, und sie haben Wellenlängen zwischen 1000 und 9000 km [Lin and Barfield, 1985]. Rostoker and Sullivan [1987] berichten weiter von Wellen zu geomagnetisch ruhigen Zeiten, die sie in Zusammenhang mit einem schwachen ostwärtigen Elektrojet setzen. Diese kompressiblen Pulsationen liegen wieder im Pc 5 Frequenzbereich und könnten nach Rostoker and Sullivan [1987] globalen kompressiblen Eigenmoden entsprechen, die durch starke Variationen des Sonnenwindes an der abendseitigen Flanke der Magnetopause angeregt werden.

Nachtseite: Neben der hohen, sehr breitbandigen geomagnetischen Aktivität durch magnetische Stürme und Teilstürme finden sich auf der Nachtseite auch Signaturen von Feldlinienresonanzen, also von azimuthalen Pulsationen mit hohen Amplituden, die bei einigen Beobachtungen extrem stabile Frequenzen von 1.3, 1.9, 2.6 und 3.4 mHz aufweisen [Samson et al. 1991b, 1992]. Die Autoren führen die Anregung dieser Wellen auf Cavity-Moden bzw. das Modell der Wellenleiter zurück. Es gibt allerdings auch Hinweise, daß die genannten Frequenzen nicht sehr stabil sind [Ziesolleck and McDiarmid, 1995]. Ferner können Pulsationen mit diesen tiefen Frequenzen sowohl durch Variationen der Sonnenwindgeschwindigkeit angeregt werden [Sarafopoulos, 1995], als auch, wie von Allan and Wright [1998] in einer theoretischen Arbeit gezeigt, von Vorgängen weit entfernt im Schweif der Magnetosphäre herrühren.

Die dynamischen Vorgänge auf der Nachtseite sind Thema zahlreicher Kontroversen, da die Beobachtungen in der Regel keine Interpretationen zulassen, die derart eindeutig sind wie in den anderen Lokalzeitbereichen der Magnetosphäre.

3.6 Die Beobachtung von ULF-Pulsationen

3.6.1 Meßmethoden

Man unterscheidet im wesentlichen zwei Arten von Meßmethoden: bodengestützte und in situ Messungen. Vorteile der Bodenmessungen sind sicherlich die Bequemlichkeit und Zugänglichkeit der Meßinstrumente. Weiterhin sind derartige Projekte oft kostengünstiger als Satelliten-Programme und finanziell weniger risikobehaftet. Die Nachteile einer Bodenmessung entstehen in erster Linie durch die Ionosphäre, da hier die dreidimensionalen dynamischen Vorgänge der Magnetosphäre auf lediglich zwei Dimensionen abgebildet werden. An der Erdoberfläche können nur diese Abbildungen beobachtet werden, wobei dann außerdem noch eine mögliche Dämpfung und Abschirmung durch die Ionosphäre zu berücksichtigen sind.

Bodengestützte Messungen: Die Wellen in der Magnetosphäre treiben beim Auftreffen auf die Ionosphäre Ströme, die unterhalb der Grenzschicht magnetische Störungen erzeugen. Diese Störungen breiten sich bis an die Erdoberfläche aus. Die einfachste und am weitesten verbreitete Meßmethode ist daher die Registrierung von Schwankungen des Magnetfeldes direkt am Boden. Einfachste Magnetometer, die auf der Nutzung von nur einer Spule basieren, können Änderungen der Gesamtstärke des Magnetfeldes messen. Heute gebräuchliche Fluxgate-Magnetometer sind zusätzlich in der Lage, alle drei Komponenten zu messen. Fluxgate-Magnetometer nutzen die nichtlineare Hysterese von Eisenkernen in Spulen.

Magnetometer werden oft zu großflächigen Gittern oder Kreuzen aufgestellt, wie zum Beispiel das EISCAT- bzw. IMAGE-Magnetometerkreuz in Skandinavien [Lühr et al., 1984] oder das CANOPUS-Netzwerk in Kanada [z.B. Samson et al., 1991b]. Damit ergibt sich die Möglichkeit, räumliche und zeitliche Variationen zu separieren.

Eine weitere Möglichkeit bodengestützter Messungen bieten Radare. Sie messen Teilcheneigenschaften in der Ionosphäre, von denen sich dann auf Variationen des magnetischen Feldes schließen läßt. Man unterscheidet zwei Typen von Radaren: Der inkohärente Radar mißt die Dopplerverschiebung (\Rightarrow Plasmageschwindigkeit) und den Streuquerschnitt (\Rightarrow Elektronendichte) in einem Punkt in der Ionosphäre. Bei gleichzeitiger Nutzung von 2 Antennen erhält man ein Profil der Elektronendichte mit der Höhe. Der kohärente Radar mißt keine Absolutwerte, sondern es kommt nur zu Streuungen bei Schwankungen bzw. Wellen in der Ionosphäre. Kohärente Radare werden daher vorrangig in Zusammenhang mit großen Antennenanlagen verwendet, womit sich dann ganze Bereiche der Ionosphäre scannen lassen.

In Situ Messungen: Mit Hilfe von Satelliten durchführbare Messungen sind für die Wissenschaft natürlich am attraktivsten, da man eine Vielzahl von Parametern direkt vor Ort messen kann. Hier sind in erster Linie das magnetische und elektrische Feld sowie die diversen Teilchenparameter zu nennen. Satelliten untersuchen seit einigen Jahrzehnten bereits weite Bereiche unseres Sonnensystems. So gab es Missionen zu verschiedenen Planeten, Kometen und natürlich in der Umgebung der Erde selbst. Den Nachteil, nur eine Punktmessung durchführen zu können, soll erstmalig das CLUSTER Projekt wettmachen. Bei CLUSTER [Escoubet et al., 1997] handelt es sich um eine Flotte von 4 Satelliten, die mit relativ kleinem Abstand zueinander messen und damit eine Separation von Raum und Zeit ermöglichen sollten. Immer mehr Gewicht wird heute auf die wirklich großskaligen Netzwerke gelegt: Satelliten mit Ausrichtung zur Sonne (SOHO) und im Sonnenwind (WIND, SOHO) sowie Satelliten auf geostationären und polaren (POLAR) Orbits in der Magnetosphäre und im Magnetosphärenschweif (GEOTAIL) ermöglichen es, Zusammenhänge des Solar-Terrestrischen Systems und die Reaktionen der Erdumgebung auf Unregelmäßigkeiten im Sonnenwind zu untersuchen.

3.6.2 Probleme bei der Auswertung von Beobachtungen

Um die Bedeutung von MHD-Wellen für den Energietransport durch die Magnetosphäre zu untersuchen, müssen Wellen idealerweise über einen langen Zeitraum und über eine gewisse räumliche Ausdehnung gemessen werden. Hierzu benötigt man in der Regel mehr als nur einen Satelliten. Die oben erwähnte Multisatellitenmission CLUSTER wird in der Lage sein, durch die Separation von Raum und Zeit die Ausbreitungseigenschaften von Wellen genauer zu studieren.

Geostationäre Satelliten haben den Vorteil, daß sich mehrere Satelliten auf dem gleichen Orbit befinden und damit in interessanten Regionen der Magnetosphäre vergleichbare Beobachtungen liefern. Es ist allerdings zu berücksichtigen, daß bei der Beobachtung laufender Wellenpakete auch ein großer zeitlicher Abstand zwischen den Registrierungen liegt und sich Wellenphänomene in dieser Zeit durchaus verändern können, etwa bei der Ausbreitung durch Regionen unterschiedlicher Dichte. Selbst wenn die Kohärenzlänge der Wellen theoretisch sehr groß sein kann, ist die Korrelation zweier Messungen verschiedener Satelliten unter Umständen sehr schwierig, da sie in Abhängigkeit von der Lokalzeit auf verschiedenen L -Schalen messen.

In einigen Fällen sind sich Registrierungen zweier geostationärer Satelliten qualitativ derart ähnlich, daß man schon mit dem Auge eine Korrelation feststellen kann. In solchen Fällen gibt es aber noch das Problem der genauen zeitlichen Korrelation. Oft ist der Einsatz einer Welle nicht exakt festzustellen. Teilweise existieren besondere Merkmale, wie ein Maximum in der Amplitude oder ein besonderer Phasensprung, anhand derer die zeitliche Verschiebung der Messungen zu erkennen ist. Anhand der Phasenunterschiede einer Welle zwischen zwei Beobachtungspunkten läßt sich zum Beispiel die Phasengeschwindigkeit dieser Welle bestimmen (siehe z.B. Lin and Barfield [1985]). Es können dabei aber durch Ungenauigkeiten in der zeitlichen Korrelation der Ereignisse sehr große Fehler auftreten.

Weiterhin spielt auch der Ort der Energiequelle in Bezug zu den Positionen der Satelliten eine große Rolle für die Beobachtung. Eine Welle kann bei beiden Satelliten sehr unterschiedlich aussehen, z.B. in der Länge des Wellenzuges, je nachdem ob sich die Quelle (Q) vor oder hinter den Satelliten (S1 und S2) befindet oder gar zwischen ihnen: Prinzipiell sind folgende Situationen vorstellbar (siehe Abbildung 3.2):

- | | | |
|-----------------|---------------------------------|------------------------------|
| A: Q - S1 - S2: | Ausbreitung nach links | ⇒ keine Beobachtung |
| B: Q - S1 - S2: | Ausbreitung nach rechts | ⇒ erst S1 dann S2 |
| C: S1 - Q - S2: | Ausbreitung nach links | ⇒ nur S1 |
| D: S1 - Q - S2: | Ausbreitung in beide Richtungen | ⇒ S1 und S2, je nach Abstand |

Zu beachten sind hierbei weiterhin die Einflüsse der Hintergrundbedingungen. Bei einer Situation wie im ersten Beispiel ist eine Welle, die nach einiger Zeit gedämpft wird, bei S2 eventuell nicht mehr zu sehen. Die möglichen Beeinträchtigungen von Beobachtungen von ULF-Pulsationen in der Magnetosphäre lassen sich beliebig fortführen.

Mit den einzelnen Parametern der Beeinflussung von MHD-Wellen in der Magnetosphäre in Verbindung mit den hier diskutierten Aspekten der Registrierung der Wellen ließen sich nun weitere Szenarien entwickeln — entsprechend des am Anfang dieses Kapitels diskutierten Beispiels —, mit deren Hilfe die Interpretation von Beobachtungen vereinfacht würde. Allerdings sind dazu noch detailliertere Kenntnisse darüber erforderlich, wie diese Parameter nicht nur die Wellen selber, sondern auch

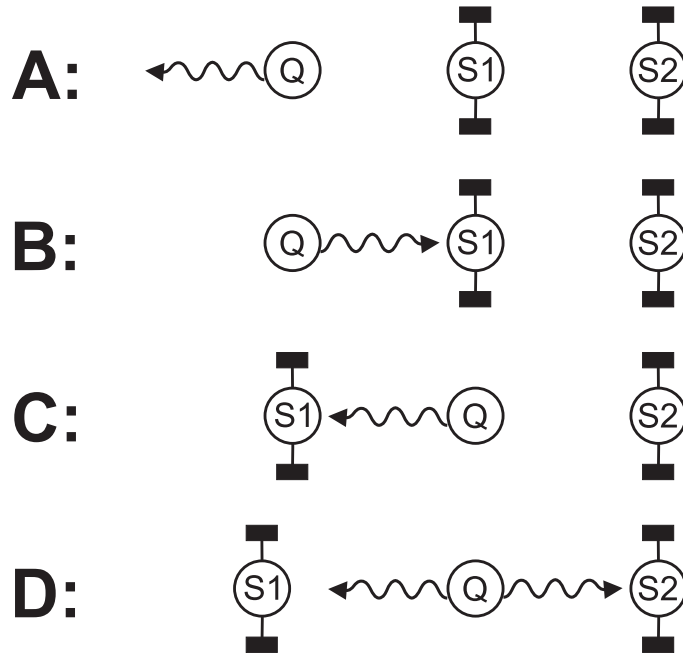


Abbildung 3.2: *Beobachtung von Wellen in Abhängigkeit von den Positionen der Energiequelle Q und der Satelliten $S1$ und $S2$.*

deren Ausbreitungseigenschaften in der Magnetosphäre beeinflussen. Diese Kenntnisse werden im nächsten Kapitel anhand von Untersuchungen einfacher theoretischer Modelle vertieft.

4 Die azimutale Ausbreitung von MHD–Wellen in einfachen Modellen der Magnetosphäre

Wie in Kapitel 2 ausführlich dargestellt wurde, erfordert die Beantwortung der Frage nach einem Energietransport durch MHD–Wellen in der Magnetosphäre ein tiefergehendes Verständnis der grundlegenden Eigenschaften der Ausbreitung der Wellen unter Berücksichtigung einiger der im vorangegangenen Kapitel 3 beschriebenen Parameter der Magnetosphäre. Dies soll zunächst mit Hilfe eines einfachen homogenen Wellenleiters, dann unter Berücksichtigung einer inhomogenen Verteilung der Alfvégeschwindigkeit und schließlich mit einem numerischen Modell einer dreidimensionalen Dipolmagnetosphäre gewonnen werden. Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf den Zusammenhängen der Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten der MHD–Wellen bei der Ausbreitung in den Modellen. Darüberhinaus gilt es, eine Erklärung für das Auftreten von Feldlinienresonanzen auf der Nachtseite der Magnetosphäre zu finden.

Es ist zu beachten, daß den hier durchgeführten Analysen jeweils die WKB–Näherung zugrunde liegt. Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben wurde, sind die Ergebnisse strenggenommen nicht auf die Magnetosphäre übertragbar, da dort die Dispersionsrelation für ein homogenes Plasma für Wellen mit Wellenlängen in der Größenordnung der Magnetosphäre nicht überall erfüllt ist. Allerdings erlaubt die WKB–Näherung eine qualitativ anschauliche Untersuchung der Ausbreitung von Wellen in einfachen Modellen, da sich insbesondere die Ausbreitungswege mit Hilfe der Strahlentheorie und im inhomogenen Medium unter Berücksichtigung des Snellius’schen Brechungsgesetzes darstellen lassen.

4.1 Der homogene Wellenleiter

4.1.1 Das Modell

Die Berücksichtigung des Magnetosphärenschweifes und die Annahme, daß dieser bezüglich der Ausbreitung von Wellen kein Hindernis darstellt, führt zur Betrachtung der Magnetosphäre als Wellenleiter. Für den vorliegenden Fall wird dieser in radialer Richtung x und in azimutaler Richtung y als unendlich ausgedehnt angenommen. Zur Vereinfachung wird eine Ausbreitung der Wellen in x –Richtung nicht betrachtet, es gilt also $k_x = 0$. Wellen, die bei $y = 0$ angeregt werden, breiten sich damit entlang des Wellenleiters, also quasi entlang eines konstanten Feldlinientorus von der Tagseite bis in die Nachtseite und in den Magnetosphärenschweif aus. Senkrecht zum Wellenleiter, in der feldparallelen z –Richtung, liegt ein homogenes Magnetfeld mit geraden Magnetfeldlinien vor. Desweiteren ist auch die Plasmadichte im gesamten Wellenleiter konstant. Die Grenzflächen bei $z = 0$ und $z = a$, die hier den Ionosphären entsprechen, werden als perfekt reflektierend betrachtet.

Für die isotrope Mode, deren Ausbreitung im Wellenleiter in diesem Abschnitt diskutiert wird, gilt die Dispersionsrelation:

$$\omega^2 = v_A^2(k_y^2 + k_z^2) \quad . \quad (4.1)$$

ω ist hier die Frequenz, $v_A = B_0/\sqrt{\mu_0\rho_0}$ die Alfvéngeschwindigkeit und k_y, k_z sind die Komponenten des Wellenvektors. In einem unendlich ausgedehnten, homogenen Medium erhält man daraus eine nichtdispersive Ausbreitung. In einem Wellenleiter wird allerdings die Auswahl der möglichen Wellenmoden durch die Randbedingungen in z eingeschränkt und es tritt Dispersion hinsichtlich der Ausbreitung entlang des Wellenleiters auf. Sind die Grenzflächen perfekt reflektierend, so gelten für die Komponenten der mit den Wellen verbundenen Störungen des elektrischen (\vec{E}) und magnetischen Feldes (\vec{b}) die Randbedingungen in z -Richtung $E_x = E_y = b_z = 0$ (siehe z.B. Jackson [1963]). Damit ergibt sich

$$k_z = \pm n\pi/z_m \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad , \quad (4.2)$$

wobei z_m die Länge der Feldlinien ist. Mit diesen Einschränkungen der möglichen Wellenvektoren ergibt sich k_y zwangsläufig als Funktion der Frequenz ω [Wright, 1994]:

$$k_y^2 = \frac{\omega^2}{v_A^2} - k_z^2 \equiv \frac{\omega^2}{v_A^2} - \frac{\omega_c^2}{v_A^2} \quad . \quad (4.3)$$

$\omega_c^2 = v_A^2 k_z^2$ ist die sogenannte *Cutoff*-Frequenz des Wellenleiters. Sie ist abhängig von der jeweiligen Mode, also von dem Wert n . Ist $\omega > \omega_c$, so ist k_y real und die entsprechende Mode entlang des Wellenleiters ausbreitungsfähig. Für $\omega < \omega_c$ hingegen ist k_y imaginär und die Welle breitet sich nicht entlang des Wellenleiters aus, sondern ihre Amplitude fällt mit y exponentiell ab.

4.1.2 Wellenausbreitung, Wellenfronten und Dispersion

Die zeitliche Entwicklung der Ausbreitung isotroper Wellen in einem Wellenleiter kann auf verschiedene Weisen dargestellt werden. Eine impulsive Anregung des Systems läßt sich als Überlagerung von Wellen mit unterschiedlichen Wellenvektoren $\vec{k} = (k_y, k_z)$ beschreiben. Im Fall homogener Hintergrundbedingungen bleiben die Beträge der einzelnen Komponenten des Wellenvektors konstant. Trifft eine Welle auf eine reflektierende Grenzschicht, so ändert lediglich die entsprechende Normalkomponente des Wellenvektors ihr Vorzeichen.

In Abbildung 4.1 ist die Ausbreitungsrichtung bzw. der Wellenvektor dreier Moden dargestellt, die unter einem Winkel von 80° (1), 35° (2) und 0.1° (3) relativ zu y ,

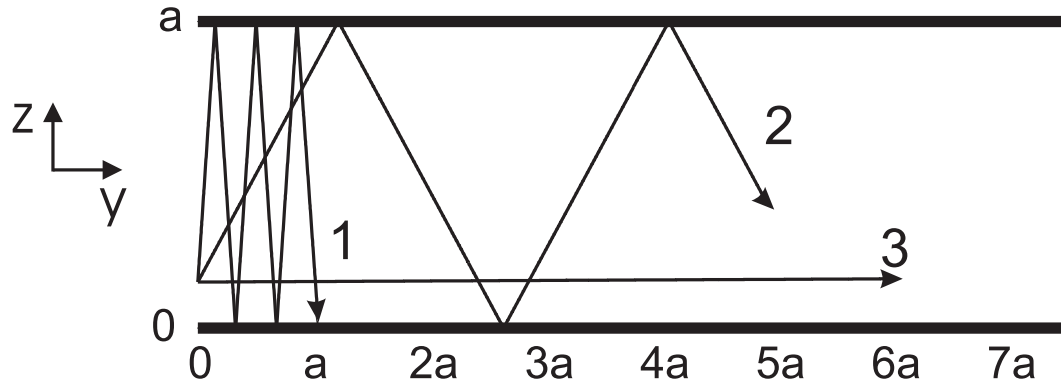


Abbildung 4.1: Ausbreitung von drei isotropen Moden mit $k_y/k_z = 0.18$ (1), 1.4 (2), 573.0 (3) in einem homogenen Wellenleiter. Man beachte die verzerrte y - z Skalierung.

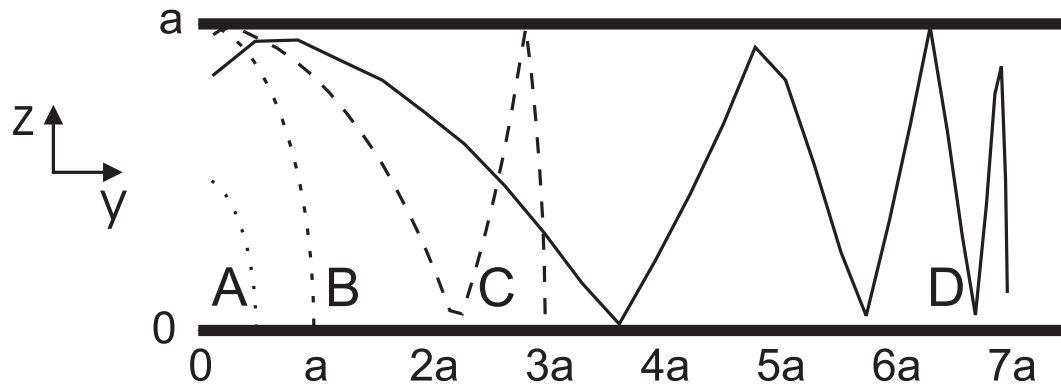


Abbildung 4.2: Wellenfronten isotroper Moden in einem homogenen Wellenleiter bei $t = 1/2 t_0$ (A), $t = t_0$ (B), $t = 3 t_0$ (C) und $t = 7 t_0$ (D). Man beachte die verzerrte y - z Skalierung.

entsprechend einem Verhältnis von $k_y/k_z = 0.18$, 1.4 und 573.0 , angeregt werden. Da k_z prinzipiell durch die Randbedingungen vorgegeben wird, bestimmt sich die Richtung des Wellenvektors aus k_y .

Der Wellenvektor einer ebenen Welle steht jeweils senkrecht auf der Wellenfront. Wellenfronten verbinden Orte gleicher Phasen. Im Wellenleiter werden bei $y = 0$ Wellen unter jedem Winkel zwischen 0 und π angeregt. Wellenfronten ergeben sich dann durch die Entfernung, die jede Welle in einem bestimmten Zeitintervall zurückgelegt hat. Abbildung 4.2 zeigt diese anhand von Ergebnissen einfacher numerischer Modellrechnungen zu den Zeiten $t = 1/2 t_0$ (A), $t = t_0$ (B), $t = 3 t_0$ (C) und $t = 7 t_0$ (D), wobei $t_0 = a/v_A$ ist.

Beide Darstellungen, die Richtung der Wellenvektoren und die Wellenfronten, zeigen die Dispersion von Wellen in einem homogenen Wellenleiter sowohl im Raum

als auch in der Zeit. Zu einem gegebenen Zeitpunkt haben sich Wellen mit großem Verhältnis k_y/k_z , die quasi parallel zum Wellenleiter propagieren und deren Wellenfronten senkrecht zur y -Richtung ausgerichtet sind, weiter entlang des Wellenleiters ausgebreitet als Wellen mit kleinem k_y/k_z (parallel zum Wellenleiter verlaufende Wellenfronten), die mehrfach an den Grenzflächen reflektiert werden. Genauso kann man in einer bestimmten Entfernung $y = a_0$ im Wellenleiter die Richtung des Wellenvektors der registrierten Wellen als Funktion der Zeit betrachten. Wellen mit dem größten Verhältnis k_y/k_z werden als erste registriert, während Moden mit kleinerem k_y/k_z den Ort entsprechend später passieren.

Diese Zeitabhängigkeit kann auch analytisch beschrieben werden. Man definiert eine Zeit $t_1 \equiv a_0/v_A$, in der eine Welle mit $k_z = 0$ die Entfernung $y = a_0$ entlang des Wellenleiters zurücklegt. Im folgenden wird für die Wellen allerdings $k_z = \text{konst.}$, gemäß der Randbedingungen (4.2) gewählt, so daß der Winkel des Wellenvektors k_y/k_z , der bei a_0 als Funktion der Zeit beschrieben werden soll, bei gegebenem v_A lediglich von k_y abhängt. Wellen, die vor dem Erreichen von $y = a_0$ n -mal entlang der Feldlinien der Länge a propagieren und dabei an den Grenzflächen reflektiert werden, legen in z -Richtung die Strecke na zurück. Das Verhältnis a_0/na entspricht damit dem Winkel des Wellenvektors:

$$\frac{a_0}{na} = \frac{k_y}{k_z} . \quad (4.4)$$

Die Zeit, die diese Welle benötigt, um den Ort $y = a_0$ zu erreichen, ergibt sich zu

$$t = \frac{\sqrt{a_0^2 + n^2 a^2}}{v_A} . \quad (4.5)$$

Mit der oben definierten Zeit $t_1 = a_0/v_A$ und den Gleichungen (4.4) und (4.5) erhält man die gesuchte Beziehung für k_y bei a_0 als Funktion der Zeit:

$$\begin{aligned} k_y^2(a_0, t) &= \frac{a_0^2 k_z^2}{v_A^2 t^2 - a_0^2} \\ &= \frac{k_z^2}{t^2/t_1^2 - 1} \quad t > t_1 . \end{aligned} \quad (4.6)$$

Für große Zeiten $t \gg t_1$ vereinfacht sich Gleichung (4.6) zu

$$k_y(a_0, t) \approx \frac{a_0 k_z}{v_A t} = k_z \frac{t_1}{t} . \quad (4.7)$$

Analog läßt sich auch eine Beziehung für die bei $y = a_0$ beobachtete Frequenz

der Wellen als Funktion der Zeit ableiten. Die Dispersionsrelation (4.1) gibt den Zusammenhang zwischen Wellenzahl und Frequenz. Mit Gleichung (4.6) gilt

$$\omega^2(a_0, t) = v_A^2 k_z^2 \left(1 + \frac{1}{t^2/t_1^2 - 1} \right) \quad t > t_1 \quad . \quad (4.8)$$

Zuerst werden die Wellen mit hohen Frequenzen bei $y = a_0$ registriert. Für sehr lange Zeiten $t \gg t_1$ geht die bei $y = a_0$ beobachtete Frequenz gegen $\omega^2 = v_A^2 k_z^2$. Dies entspricht der Dispersionsrelation einer entlang der Feldlinie geführten Welle und die Frequenz entspricht, wenn die Einschränkung (4.2) für k_z berücksichtigt wird, einer Eigenfrequenz dieser Feldlinie. Im Fall des zweidimensionalen Wellenleiters ist dies ebenfalls die Cutoff-Frequenz, also die kleinste Frequenz, mit der die Welle einer bestimmten Mode, festgelegt durch n in (4.2), noch ausbreitungsfähig ist.

Die hier beschriebene Dispersion des homogenen Wellenleiters tritt nur im Hinblick auf die Ausbreitung von Wellen in Richtung entlang des Wellenleiters auf. Die Dispersion wird im homogenen Fall nicht durch das Medium, sondern ausschließlich durch die Geometrie und Größe des Wellenleiters verursacht. Entsprechend der Beziehung (4.3) kann die Dispersionsrelation für die Ausbreitung der isotropen Wellen in y -Richtung geschrieben werden als

$$\omega^2 = v_A^2 k_y^2 + \omega_c^2 \quad . \quad (4.9)$$

Die Größe des Wellenleiters geht mit der Cutoff-Frequenz in die Beziehung ein. Im Fall eines dreidimensionalen Wellenleiters mit reflektierenden Grenzflächen in x - und z -Richtung tritt eine Quantisierung der Wellenzahlen k_x und k_z analog zu (4.2) auf. Die Cutoff-Frequenz ergibt sich dann zu $\omega_c^2 = v_A^2 (k_x^2 + k_z^2)$.

Abbildung 4.3 zeigt das Dispersionsdiagramm für die ersten zwei harmonischen Moden ($n=1$ und $n=2$) im zweidimensionalen homogenen Wellenleiter. Die Frequenz ω ist dabei normiert mit der Zeit $t_0 = a/v_A$, wobei a die Größe des Wellenleiters in z -Richtung ist. Die Cutoff-Frequenzen $\omega_{c,1}$ und $\omega_{c,2}$ entsprechen Eigenfrequenzen der Feldlinie. Nimmt man für die Größe des Wellenleiters $a = 9 \cdot 10^4$ km an, was etwa der Länge einer Feldlinie am geostationären Orbit entspricht, und eine Alfvéngeschwindigkeit von 1 000 km/s, so ergibt sich die fundamentale Eigenfrequenz der Feldlinie in guter Übereinstimmung mit Satellitenbeobachtungen zu $f_0 = 5.5$ mHz. Für hohe Frequenzen verliert der Wellenleiter seine dispersiven Eigenschaften und die Wellen breiten sich mit Alfvéngeschwindigkeit entlang des Wellenleiters aus.

Es ist an dieser Stelle von Interesse, ein Maß für die Dispersion im Wellenleiter abzuleiten. In der Literatur wird dahingehend häufig das Auseinanderfließen eines Wellenpaketes mit der Zeit betrachtet. Jackson [1963] gibt z.B. ein Gaußsches Wellenpaket der Form

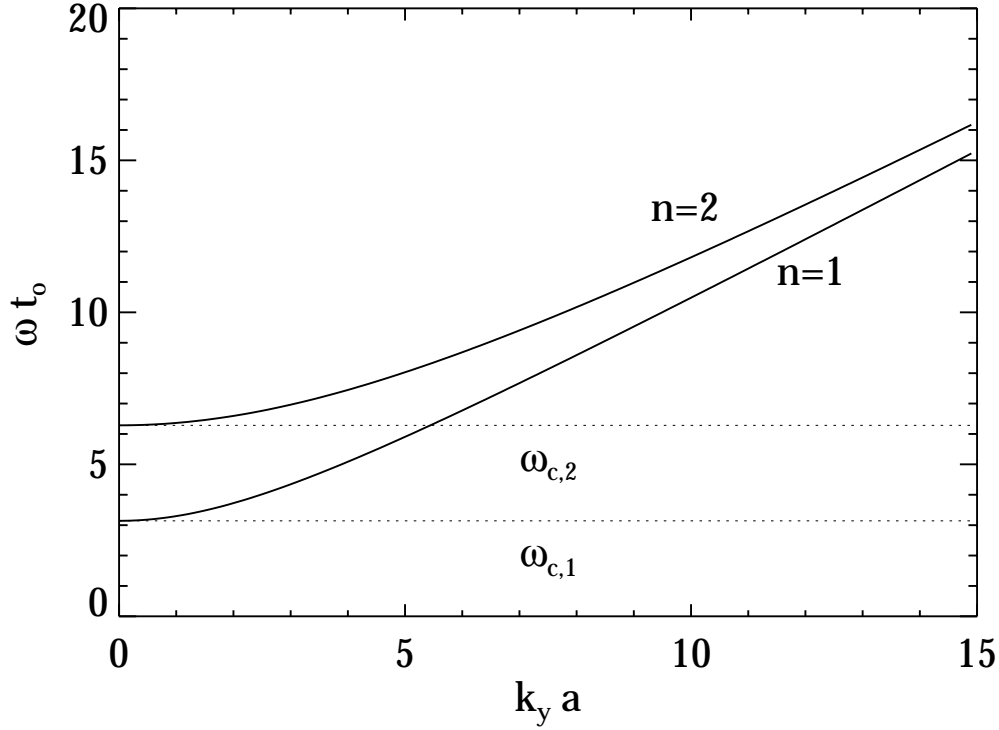


Abbildung 4.3: Dispersionsdiagramm für die ersten zwei Harmonischen ($n=1$ und $n=2$) im zweidimensionalen homogenen Wellenleiter.

$$u(x, t = 0) = e^{-x^2/2L^2} \cos k_0 x \quad (4.10)$$

zur Zeit $t = 0$ vor. Als Dispersionrelation wählt er den Spezialfall

$$\omega(k) = \nu \left(1 + \frac{\alpha^2 k^2}{2} \right) \quad , \quad (4.11)$$

wobei ν eine konstante Frequenz ist und α eine typische Wellenlänge, für die Dispersionseffekte wichtig werden. Durch Lösung der Wellengleichung für eine eindimensionale Ausbreitung, die ein kompliziertes Anfangswertproblem darstellt, erhält Jackson [1963] eine Beziehung, die die Verbreiterung der ursprünglichen Gaußschen Funktion, also der Einhüllenden der modulierten Welle, beschreibt:

$$L(t) = \sqrt{L^2 + \left(\frac{\alpha^2 \nu t}{L} \right)^2} \quad (4.12)$$

Eine entsprechende Untersuchung von Wellenpaketen ist mit der hier gültigen, allgemeinen Dispersionrelation (4.9) sehr aufwendig. Außerdem soll ein Maß für die

Dispersion abgeleitet werden, welches auch auf die Ergebnisse der numerischen Modellrechnungen der Dipolmagnetosphäre mit einer komplizierteren Geometrie als dem Wellenleiter in Abschnitt 4.4 übertragbar ist. Die Dispersion eines Systems zeigt sich darin, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Wellen frequenzabhängig ist. Entsprechende Beobachtungen lassen sich in jedem Modell, unabhängig von der Geometrie und den Hintergrundbedingungen, relativ einfach durchführen. Anstelle der Verbreiterung von Wellenpaketen kann demnach einfach die Strecke, um die sich zwei Wellen in einer bestimmten Zeit unterschiedlich weit ausbreiten, als Maß für die Dispersion verwendet werden. Mit Hilfe der im nächsten Abschnitt diskutierten Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten von Wellen wird eine derartige Beziehung abgeleitet.

Die in diesem Abschnitt beschriebene Dispersion der Wellen tritt auch in Systemen auf, bei denen die WKB-Näherung nicht angewendet wird. Edwin et al. [1986] beschreiben z.B. die Ausbreitung magnetoakustischer Wellenpakete entlang einer inhomogenen Plasmaschicht, die von einer impulsiven Quelle angeregt werden. Analog zum Wellenleiter beobachten Edwin et al. [1986] ebenfalls eine Variation der Länge des Wellenpaketes mit dem Abstand von der Quelle (entsprechend dem stationären Bild der Wellenfronten in Abbildung 4.2) und eine zeitliche Variation der beobachteten Frequenz in einem festen Abstand entlang der Plasmaschicht. Dies deutet darauf hin, daß sich die Ergebnisse der einfachen Modellrechnungen in diesem Kapitel zumindest qualitativ auf die Magnetosphäre übertragen lassen.

4.1.3 Gruppen- und Phasengeschwindigkeit

Die Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten geben weitere Auskunft über die Ausbreitung einer Welle und die Eigenschaften des Mediums. Die Phasengeschwindigkeit $v_{ph} = \omega/k$ entspricht der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Fläche mit einer konstanten Phase, also eines konstanten Schwingungszustands. Ein endlicher Wellenzug, der als eine Überlagerung von Wellen verschiedener Frequenzen dargestellt werden kann, propagiert mit einer Gruppengeschwindigkeit $v_g = d\omega/dk$. Anschaulich entspricht v_g der Geschwindigkeit, mit der das Wellenpaket bzw. die Welle Energie transportiert. Gruppen- und Phasengeschwindigkeit stimmen überein, wenn $dv_{ph}/dk = 0$ ist, d.h. wenn sich jede Welle der Wellengruppe mit der gleichen Phasengeschwindigkeit ausbreitet. Dies ist der Fall, wenn in dem betrachteten Medium keine Dispersion auftritt.

Da hier in erster Linie die Ausbreitung der Wellen entlang des Wellenleiters interessiert, also in y -Richtung, werden v_g und v_{ph} als azimutale Gruppen- und azimutale Phasengeschwindigkeiten definiert. Mit der Dispersionsrelation (4.9) ergeben sie sich zu

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k_y} = \frac{v_A^2 k_y}{\sqrt{v_A^2 k_y^2 + \omega_c^2}} \quad (4.13)$$

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k_y} = \frac{\sqrt{v_A^2 k_y^2 + \omega_c^2}}{k_y} . \quad (4.14)$$

Dies führt zu der bekannten Beziehung für Wellenleiter

$$v_g v_{ph} = v_A^2 . \quad (4.15)$$

Entsprechend der Dispersionsrelation (4.9) kann die azimutale Wellenzahl k_y auch durch die Frequenz ω ersetzt werden.

$$v_g = v_A \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} \quad (4.16)$$

$$v_{ph} = v_A \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}} . \quad (4.17)$$

Wellen mit Frequenzen unterhalb der Cutoff-Frequenz ω_c sind entlang des Wellenleiters nicht ausbreitungsfähig und werden daher im folgenden nicht betrachtet. Für Wellen mit $\omega = \omega_c = \sqrt{v_A^2 k_z^2}$ ist $v_g = 0$, d.h. es wird keine Energie entlang des Wellenleiters transportiert. Die Wellen breiten sich nicht in azimutaler Richtung aus. Ihre azimutale Phasengeschwindigkeit hingegen ist unendlich groß. Wellen mit $\omega \gg \omega_c$ haben eine azimutale Gruppengeschwindigkeit $v_g \approx v_A$ und transportieren Energie in y -Richtung mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit. Ihre azimutale Phasengeschwindigkeit geht ebenfalls gegen v_A . Da v_g nur Werte zwischen 0 und v_A annehmen kann, ist dieses die kleinste mögliche azimutale Phasengeschwindigkeit in einem homogenen Wellenleiter.

Im homogenen Wellenleiter läßt sich jede beobachtete azimutale Gruppen- und Phasengeschwindigkeit durch eine bestimmte Richtung des Wellenvektors, die vorherrschende Alfvéngeschwindigkeit und die Größe des Wellenleiters erklären. Diese Überlegungen zeigen aber, daß die von Satelliten beobachteten azimutalen Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten von Wellen keineswegs mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit übereinstimmen müssen. Diese Tatsache wurde in Kapitel 2 bereits ausführlich diskutiert. Bei der hier betrachteten azimutalen Phasengeschwindigkeit handelt es sich nach Wielandt [1993] um eine dynamische Phasengeschwindigkeit, die von der Geometrie des Wellenfeldes abhängt, welche im vorliegenden Fall eines homogenen Mediums in erster Linie vom Winkel des Wellenvektors bestimmt wird.

Offensichtlich gibt die azimutale Phasengeschwindigkeit keine Auskunft darüber, nach welcher Zeit eine Welle entlang des Wellenleiters in einer bestimmten Entfernung von der Quelle registriert wird. Für das im vorangegangenen Abschnitt erwähnte Maß der Dispersion eines Systems anhand der Strecke, um die sich zwei Wellen in einer bestimmten Zeit unterschiedlich weit ausbreiten, wird daher die azimutale Gruppengeschwindigkeit verwendet. Nach (4.16) breiten sich Wellen mit höherer Frequenz mit höherer azimutaler Gruppengeschwindigkeit aus. Zunächst gilt es, eine Beziehung für die Differenz der azimutalen Gruppengeschwindigkeiten $\Delta v_g = v_g(\omega_2) - v_g(\omega_1)$ von Wellen der Frequenzen $\omega_2 = \omega + \Delta\omega/2$ und $\omega_1 = \omega - \Delta\omega/2$ abzuleiten. Mit (4.16) erhält man

$$\Delta v_g = v_A \left(\sqrt{1 - \frac{w_c^2}{(\omega + \Delta\omega/2)^2}} - \sqrt{1 - \frac{w_c^2}{(\omega - \Delta\omega/2)^2}} \right) . \quad (4.18)$$

Als Maß für die Dispersion wird eine für das System charakteristische Zeit T_{disp} definiert, in der sich Wellen mit einer Bandbreite $\Delta\omega$ um die Frequenz ω soweit ausbreiten, daß die Strecke

$$T_{disp} \Delta v_g \equiv \lambda_y = \frac{2\pi}{k_y} \quad (4.19)$$

ist, also der Wellenlänge der Welle der Frequenz ω entspricht. Diese Zeit ergibt sich mit (4.9) und (4.18) zu

$$T_{disp} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}} \left(\sqrt{1 - \frac{w_c^2}{(\omega + \Delta\omega/2)^2}} - \sqrt{1 - \frac{w_c^2}{(\omega - \Delta\omega/2)^2}} \right)^{-1} . \quad (4.20)$$

Je kürzer die charakteristische Zeit, desto stärker ist die Dispersion im System und desto schneller treten Effekte der Dispersion in Beobachtungen auf. Die Eigenschaften des Mediums und der Geometrie des Wellenleiters gehen mit der Cutoff-Frequenz ω_c in diese Beziehung ein. Nach (4.2) ist $\omega_c = 35$ mHz für die fundamentale Mode mit $n = 1$ am geostationären Orbit ($a = 9 \cdot 10^4$ km, $v_A = 1000$ km/s). Für eine Welle der Periode $T = 50$ s und mit einer Bandbreite von $\Delta\omega = 20$ mHz ergibt sich eine charakteristische Zeit von $T_{disp} = 3995$ s. Für kleinere Bandbreiten kann diese Zeit sehr große Werte einnehmen.

Da in der Magnetosphäre Anregungsmechanismen existieren, die sehr diskrete Wellen mit einer Bandbreite von einigen Millihertz anregen, kann eine charakteristische Zeit näherungsweise auch über die Ableitung der azimutalen Gruppengeschwindigkeit nach der Frequenz angegeben werden.

$$\frac{dv_g}{d\omega} = v_A \frac{\omega_c^2}{\omega^2 \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}} \quad . \quad (4.21)$$

Für sehr schmale Bandbreiten $d\omega \ll \omega$ kann näherungsweise $dv_g/d\omega \approx \Delta v_g/\Delta\omega$ angenommen werden. Die charakteristische Zeit ergibt sich dann mit (4.21) und (4.19) zu

$$T_{disp} = \frac{2\pi}{\omega_c^2} \frac{\omega^2}{\Delta\omega} \quad . \quad (4.22)$$

Für das oben berechnete Beispiel einer Welle mit $T = 50$ s und einer Bandbreite von $\Delta\omega = 20$ mHz am geostationären Orbit ergibt sich mit (4.22) eine charakteristische Zeit von $T_{disp} = 4500$ s. Obwohl die Bedingungen für die Näherung in diesem Beispiel nicht erfüllt sind, erhält man mit (4.22) nur eine Ungenauigkeit von ca. 12%. Mit dieser einfachen Beziehung läßt sich zumindest die Größenordnung des Dispersionsmaßes eines Systems wie dem homogenen Wellenleiter näherungsweise gut bestimmen.

4.2 Der inhomogene Wellenleiter

4.2.1 Das Modell

In dem oben eingeführten Modell des Wellenleiters wird nun eine inhomogene Verteilung der Alfvéngeschwindigkeit entlang der Feldlinien $v_A(z)$ zugelassen (siehe Abbildung 4.4). Die Grenzflächen bei $z = 0$ und $z = a$ bleiben weiterhin perfekt reflektierend.

Der Weg einer Welle durch das inhomogene Medium läßt sich mit Hilfe des Snelius'schen Brechungsgesetzes berechnen, wenn man sich den Wellenleiter aus vielen, unendlich dünnen Plasmaschichten jeweils konstanter Dichte zusammengesetzt denkt. Hierbei ist allerdings wieder zu berücksichtigen, daß dieser Ansatz der Strahlentheorie bzw. der WKB-Näherung gemäß der Erläuterungen in Kapitel 2 eine direkte Übertragung der Ergebnisse auf die Magnetosphäre strenggenommen nicht zuläßt. Der Ansatz dient damit lediglich der Anschaulichkeit bei der qualitativen Darstellung der Ausbreitungsrichtung der Wellen in einem inhomogenen Wellenleiter.

An dem Übergang zwischen zwei Schichten 1 und 2 werden die Wellen gemäß

$$\cos \theta_2 = \frac{v_{A,2}}{v_{A,1}} \cos \theta_1 \quad (4.23)$$

refraktiert, wobei θ_1 der Einfallswinkel der Welle bei z_{12} ist, θ_2 der Ausfallwinkel und

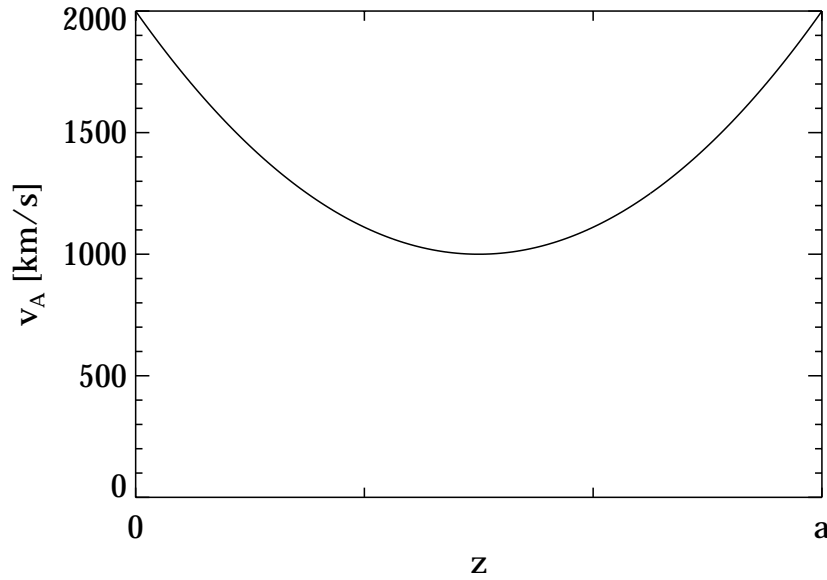


Abbildung 4.4: Profil der Alfvéngeschwindigkeit entlang z im inhomogenen Wellenleiter.

$v_{A,1}$ und $v_{A,2}$ die entsprechenden Alfvéngeschwindigkeiten. Auch im inhomogenen Fall gilt, daß für jede Welle, die die Dispersionsrelation (4.1) erfüllt, $k_y = |\vec{k}| \cos \theta$ bei jeder Refraktion konstant bleibt. Nur die feldparallele Komponente k_z des Wellenvektors ändert ihren Betrag und im Fall einer Totalreflexion auch ihr Vorzeichen.

4.2.2 Wellenausbreitung, Wellenfronten und Dispersion

Abbildung 4.5 zeigt drei Ausbreitungstrajektorien von Moden mit $k_y/k_z = 0.17$ (1), 1.2 (2), 5.7 (3) für den Fall des inhomogenen Wellenleiters. Die Kurven ergeben sich aus der jeweiligen Richtung des Wellenvektors.

Die Krümmung der Wellentrajektorien ergibt sich anschaulich aus der inhomogenen Verteilung der Alfvéngeschwindigkeit (siehe Abbildung 4.4) im Wellenleiter. Da die Wellen unter einem bestimmten Winkel angeregt werden, erfährt der Teil der Wellenfront, der näher an einer der Grenzflächen ist, eine höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit als die Wellenfront weiter innen. An der Stelle, an der $k_z = 0$ ist, kommt es zu einer Umkehrung der Ausbreitungsrichtung senkrecht zum Wellenleiter. Die Position dieser Stelle variiert dabei mit der Frequenz der Mode bzw. der ursprünglichen Richtung des Wellenvektors.

Die Vorgänge im inhomogenen Wellenleiter lassen sich analog mit dem Formalismus der Seismik bzw. der Seismologie beschreiben, wobei auch hier die Strahlennäherung angewendet wird. Wellen, die an der Erdoberfläche oder in einer bestimmten Tiefe angeregt werden, breiten sich im Erdkörper mit variierender, durch die jeweils vorlie-

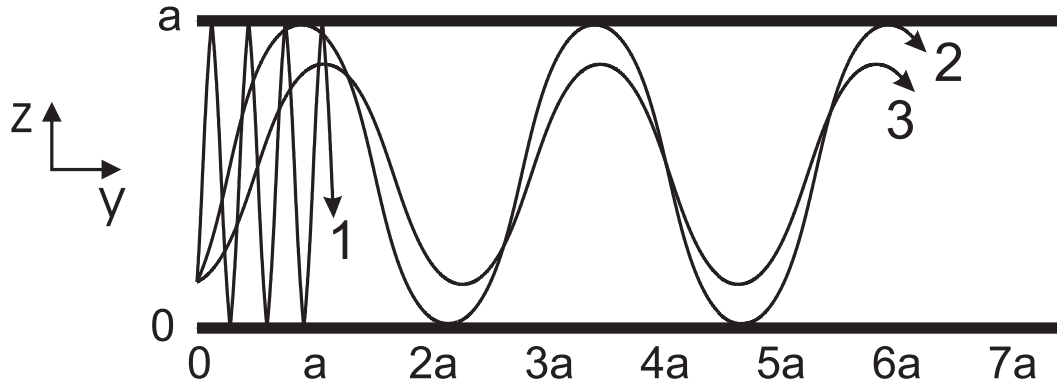


Abbildung 4.5: Ausbreitung von drei isotropen Moden mit $k_y/k_z = 0.17$ (1), 1.2 (2), 5.7 (3) in einem inhomogenen Wellenleiter.

genden Hintergrundparameter bestimmten Wellengeschwindigkeit aus. Die Stelle, an der sich die Ausbreitungsrichtung einer Welle senkrecht zur Erdoberfläche umkehrt, entspricht dem Scheitelpunkt der jeweiligen Trajektorie. Anhand von Laufzeitkurven kann auf die vorliegenden Hintergrundbedingungen geschlossen werden.

Abbildung 4.5 zeigt, daß sich Wellen mit sehr kleinem k_y für das gewählte Profil der Alfvéngeschwindigkeit nach wie vor bis zu den Grenzflächen ausbreiten und dort reflektiert werden. Ihre Bahnen weisen kaum eine Krümmung auf und sie breiten sich, wie schon im homogenen Fall, nur sehr langsam entlang des Wellenleiters aus. Anders hingegen Wellen mit großem k_y . Diese erreichen die Grenzflächen nicht mehr, sondern werden bereits vorher an dem Gradienten der Alfvéngeschwindigkeit reflektiert.

Die Dispersionseigenschaften des inhomogenen Wellenleiters unterscheiden sich von denen des homogenen Falls. Wellen mit dem größten anfänglichen Verhältnis k_y/k_z breiten sich nicht mehr am schnellsten entlang des Wellenleiters aus. Die Erklärung ist recht einfach. Je kleiner das Verhältnis k_y/k_z , desto weiter breiten sich die Wellen entlang der Feldlinien aus, bevor sie vom Gradienten der Alfvéngeschwindigkeit, bzw. an den Grenzflächen reflektiert werden. Wellen mit $k_y \gg k_z$ breiten sich parallel zum Wellenleiter mit der Alfvéngeschwindigkeit aus, die am Ort der Anregung vorliegt. Wellen mit einem kleineren Wert für k_y/k_z breiten sich weiter entlang der Feldlinie aus. Sie legen damit einen weiteren Weg zurück, um die Distanz $y = a_0$ zu erreichen, breiten sich aber nahe den Grenzflächen mit einer höheren Geschwindigkeit aus. Wellen mit einem sehr kleinen Wert für k_y/k_z wiederum breiten sich wie im homogenen Fall kaum entlang des Wellenleiters aus. Es gibt folglich ein bestimmtes Verhältnis k_y/k_z , für das die azimutale Gruppengeschwindigkeit der entsprechenden Welle entlang des Wellenleiters maximal ist. Im nächsten Abschnitt wird eine Beziehung für die Gruppengeschwindigkeit in einem inhomogenen Wellenleiter abgeleitet.

4.2.3 Gruppen- und Phasengeschwindigkeit

Die Phasengeschwindigkeit einer Welle entlang des Wellenvektors entspricht auch im inhomogenen Wellenleiter der lokalen Alfvéngeschwindigkeit. Die Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten werden auch in diesem Abschnitt wieder als azimutale Geschwindigkeiten entlang des Wellenleiters definiert.

Analog zu Wright [1994], der einen inhomogenen Wellenleiter betrachtet, dessen senkrechte Dimension die radiale Richtung der Magnetosphäre beschreibt (siehe Kapitel 2), gilt in dem hier verwendeten Modell für die Ausbreitung einer isotropen Welle mit dem Wellenvektor k

$$\frac{dy}{k_y} = \frac{dz}{k_z(z, \omega)} \quad . \quad (4.24)$$

$k_z(z, \omega)$ ergibt sich aus der Dispersionsrelation (4.1):

$$k_z^2(z, \omega) = \frac{\omega^2}{v_A^2(z)} - k_y^2 \quad . \quad (4.25)$$

Die Scheitelpunkte der Trajektorie in z -Richtung liegen dort, wo $v_A(z) = \omega/k_y$ erfüllt ist. Der Weg, den die Welle mit der Frequenz ω entlang des Wellenleiters in y -Richtung während der Ausbreitung zwischen den beiden Scheitelpunkten z_{t1} und z_{t2} zurücklegt, ergibt sich durch die Integration von Gleichung (4.24) zu

$$\Delta y = k_y \int_{z_{t1}}^{z_{t2}} \frac{dz}{k_z(z)} \quad . \quad (4.26)$$

Die Welle breitet sich jeweils mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit entlang des Wellenvektors k aus. Die Komponente der Geschwindigkeit in z -Richtung entspricht unter Berücksichtigung von Gleichung (4.25) $v_A k_z/k \equiv v_A^2 k_z/\omega$. Damit ergibt sich die Zeit, die die Welle braucht, um sich von einer Reflexionsebene z_{t1} zur anderen z_{t2} auszubreiten, zu

$$\Delta t = \int_{z_{t1}}^{z_{t2}} \frac{\omega dz}{k_z(z) v_A^2(z)} \quad . \quad (4.27)$$

Die Geschwindigkeit, mit der sich die Welle entlang des Wellenleiters in y -Richtung ausbreitet, ist dann einfach

$$v = \frac{\Delta y}{\Delta t} = \frac{k_y \int_{z_{t1}}^{z_{t2}} k_z^{-1} dz}{\omega \int_{z_{t1}}^{z_{t2}} v_A^{-2} k_z^{-1} dz} \quad . \quad (4.28)$$

Die azimutalen Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten lassen sich auch auf eine allgemeinere Art ableiten [Wright, 1994]. Aus der Dispersionsrelation (4.25) ergibt sich die z Komponente des Wellenvektors aufgrund der Variation der Alfvéngeschwindigkeit direkt als Funktion von z . Für eine Welle muß weiter die folgende Bedingung, analog zur Bohr-Sommerfeld Bedingung, erfüllt sein:

$$\int_{z_{t1}}^{z_{t2}} k_z(z) dz = (n + \alpha)\pi \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.29)$$

n kennzeichnet die entsprechende Harmonische der betrachteten Welle und der Phasenfaktor α ergibt sich aus den Randbedingungen. Für eine perfekte Reflexion an den Grenzflächen bzw. dem Gradienten der Alfvéngeschwindigkeit ergibt sich $\alpha = 0$. Setzt man nun (4.25) in (4.29) ein und differenziert nach k_y unter der Annahme, daß α konstant ist, so ergibt sich eine veränderte Beziehung der azimutalen Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten für den Wellenleiter (4.15) [Wright, 1994]

$$\frac{\partial \omega}{\partial k_y} \cdot \frac{\omega}{k_y} \equiv v_g v_{ph} = \langle v_A^{-2} \rangle^{-1} \quad (4.30)$$

Der rechte Ausdruck ist dabei

$$\langle v_A^{-2} \rangle = \frac{\int_{z_{t1}}^{z_{t2}} v_A^{-2} k_z^{-1} dz}{\int_{z_{t1}}^{z_{t2}} k_z^{-1} dz} \quad (4.31)$$

Mit Gleichung (4.30) zeigt sich, daß die in (4.28) abgeleitete Geschwindigkeit der Welle in y -Richtung der azimutalen Gruppengeschwindigkeit der Welle entspricht:

$$v_g = \frac{k_y}{\omega} \langle v_A^{-2} \rangle^{-1} \quad (4.32)$$

Bei der Diskussion der Wellenausbreitung hat sich gezeigt, daß die azimutale Gruppengeschwindigkeit für ein bestimmtes anfängliches Verhältnis k_y/k_z maximal wird und nicht, wie im Fall des homogenen Wellenleiters, prinzipiell für den größten Wert von k_y/k_z . Den Wert für k_y , für den v_g maximal wird — k_z unterliegt der Bedingung (4.29) —, erhält man durch

$$\frac{\partial v_g}{\partial k_y} = \frac{\partial^2 \omega}{\partial k_y^2} = 0 \quad (4.33)$$

Diese Gleichung ist numerisch lösbar. Für ein vorgegebenes Profil der Alfvéngeschwindigkeit $v_A(z)$ entlang der Feldlinie können für eine Welle mit Frequenz ω

und azimuthaler Wellenzahl k_y die Reflexionspunkte z_{t1} und z_{t2} entlang der Feldlinie nach (4.25) berechnet werden, die für die numerische Lösung der Integrale in (4.31) nötig sind. Für das in Abbildung 4.4 vorgegebene $v_A(z)$ und eine Periode $T = 50$ s erhält man auf diese Weise für $k_y = 6.9 \cdot 10^{-5} \text{ km}^{-1}$ eine maximale azimuthale Gruppengeschwindigkeit im Wellenleiter von $v_g = 1\,026 \text{ km/s}$. Damit ergibt sich die azimuthale Phasengeschwindigkeit zu $v_{ph} = 1\,828 \text{ km/s}$. Die Distanz zwischen den beiden Reflexionspunkten entspricht dabei ca. 90% der Länge der Feldlinie.

Ein Maß für die Dispersion analog zu (4.20) oder (4.22) läßt sich hier nicht analytisch ableiten, da k_y und ω nicht eindeutig voneinander abhängen. Die azimuthale Gruppengeschwindigkeit kann allerdings wieder numerisch für Wellen der Frequenz ω und der Wellenzahl k_y berechnet werden. Die azimuthale Wellenzahl wird hier entsprechend dem Beispiel in Abschnitt 4.1 als $k_y = 1.2 \cdot 10^{-4}$ gewählt. Aus den unterschiedlichen azimuthalen Gruppengeschwindigkeiten zweier Wellen mit $T = 50$ s und $T = 43$ s ($\Rightarrow \Delta\omega = 20 \text{ mHz}$) erhält man mit (4.19) eine charakteristische Zeit von $T_{disp} = 24\,800$ s. Diese Zeit ist deutlich länger als im homogenen Wellenleiter. Auch wenn detaillierte analytische Zusammenhänge nicht bekannt sind, so deutet dieses Ergebnis darauf hin, daß die Inhomogenität des Wellenleiters Dispersionseffekte bei der Ausbreitung von Wellen in azimuthaler Richtung eher abschwächt.

Die azimuthalen Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten sind nach der Definition von Wielandt [1993] in Kapitel 2 wieder dynamische Größen, also abhängig von den globalen Strukturen der Hintergrundbedingungen. Anschaulich sind die azimuthalen Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten im inhomogenen Wellenleiter Funktionen einer effektiven mittleren Alfvéngeschwindigkeit entlang der Feldlinien. Diese effektive Geschwindigkeit ist dabei nicht nur abhängig von der Variation von v_A entlang der Feldlinien, sondern auch von den Eigenschaften der betrachteten Welle, da die Scheitelpunkte in z von der Frequenz der Welle und der ursprünglichen Richtung des Wellenvektors abhängen. Die Scheitelpunkte bestimmen den Bereich der Feldlinie, der für die effektive Alfvéngeschwindigkeit in Betracht gezogen werden muß. Verallgemeinert man außerdem noch die Geometrie des Magnetfeldes und betrachtet isotrope Wellen, die sich beliebig im ganzen Raum ausbreiten können, so bestimmt sich die effektive Alfvéngeschwindigkeit $v_{A,\text{eff}}$ aus der Variation von v_A entlang des Ausbreitungsweges der Wellen. Für das gerade gerechnete Beispiel erhält man analog zu (4.15) $v_{A,\text{eff}} = 1\,370 \text{ km/s}$ (vergleiche mit Abbildung 4.4).

Auch hier stimmen die beobachteten dynamischen azimuthalen Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten der Wellen nicht notwendigerweise mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit überein. Im Gegensatz zum homogenen Wellenleiter muß im inhomogenen Fall auch die Variation von $v_A(z)$ bekannt sein, um von einer beobachteten azimuthalen Gruppen- oder Phasengeschwindigkeit auf den ursprünglichen Wellenvektor und damit auf Eigenschaften der Quelle schließen zu können.

4.3 Alfvénwellen und gekrümmte Feldlinien

In den vorherigen Abschnitten wurde die isotrope Ausbreitung von Wellen in einem einfachen Wellenleiter betrachtet. In der realen Magnetosphäre entsprechen derartige Wellen der kompressiblen Fast-Mode. Von der stark anisotropen Alfvén-Mode und insbesondere den Feldlinienresonanzen sind grundsätzlich andere Ausbreitungseigenschaften zu erwarten.

Alfvénwellen sind transversale Störungen des Magnetfeldes, deren Energie sich ausschließlich entlang der Feldlinien von \vec{B}_0 ausbreitet, vorausgesetzt $\vec{B}_0 = \text{konst.}$. Die Phasengeschwindigkeit einer Alfvénwelle parallel zur Feldlinie entspricht der Alfvéngeschwindigkeit, unabhängig von der Richtung von \vec{k} . Für die Phasengeschwindigkeit entlang des Wellenvektors gilt die Dispersionsrelation $\omega/k = v_A \cos \theta$, wenn θ der Winkel zwischen \vec{B}_0 und \vec{k} ist. Die Gruppengeschwindigkeit $v_g = d\omega/dk$ als alternative Größe für die Beschreibung von Richtung und Geschwindigkeit der Ausbreitung der Energie der Welle ergibt sich zu $\vec{v}_g = \hat{z}v_A$, ist also ebenfalls parallel zur Feldlinie ausgerichtet.

Für $\theta = 0$ ergibt sich die azimutale Phasengeschwindigkeit, so wie sie in den vorangegangenen Abschnitten definiert wurde, zu $v_{ph} = \infty$ und die azimutale Gruppengeschwindigkeit zu $v_g = 0$. Da allerdings bei einer realen Alfvénwelle die transversalen Wellenzahlen nicht notwendigerweise gleich Null sind, bleibt die azimutale Phasengeschwindigkeit endlich. Mit der Dispersionsrelation der Alfvénwelle $\omega^2 = v_A^2 k_z^2$ ist die azimutale Gruppengeschwindigkeit immer $v_g = \partial\omega/\partial k_y = 0$, unabhängig von der Richtung des Wellenvektors. Die Beziehung für den Wellenleiter (4.15) ist damit für eine Alfvénwelle nicht gültig.

Offensichtlich sind die Alfvénwellen damit auch nicht in der Lage, Energie in azimutaler Richtung zu transportieren. Die in Kapitel 2 beschriebenen Satellitenbeobachtungen registrieren alfvénische Störungen des Magnetfeldes jedoch über eine relativ große azimutale Distanz (siehe z.B. Takahashi et al. [1984a]). Zu klären bleibt also die Frage, wie und ob ein azimutaler Transport der mit Alfvénwellen und Feldlinienresonanzen verbundenen Energie funktioniert. Klar ist, daß die kompressiblen Wellen eine wichtige Rolle spielen, um die Energie der Alfvénwelle auf benachbarte Feldlinien zu übertragen. Prinzipiell sind zwei Möglichkeiten denkbar. Zum einen kann die Ausbreitung mit der endlichen azimutalen Wellenzahl der Alfvénwelle zusammenhängen, zum anderen ist sie lediglich eine Folge des Propagierens der kompressiblen Wellen.

Hat eine Alfvénwelle eine azimutale Wellenzahl $m \neq 0$, so kommt es zwischen zwei benachbarten Feldlinien zu Kompressionen. Diese entsprechen quasi lokalen Impulsen oder kompressiblen Wellen, die Energie von einer Feldlinie zur nächsten transportieren. Dieser Energieübertrag ist nur effektiv, wenn beide Feldlinien die gleiche Eigenperiode besitzen, so daß sich erneut stehende Wellen ausbilden können. In radialer Richtung ist damit eine Ausbreitung der Alfvénwellen nicht möglich, da die Wellen destruktiv interferieren.

Bei der zweiten Möglichkeit geht man davon aus, daß ein kompressibler Impuls auf der Tagseite ein breites Spektrum von k_y hat und sich kompressible Wellen unter verschiedenen Winkeln in der Magnetosphäre ausbreiten. Die Wellen mit $k_y \gg k_z$ breiten sich in der Äquatorebene mit einer azimuthalen Phasengeschwindigkeit aus, die etwa der azimuthalen Gruppengeschwindigkeit und damit auch der jeweiligen Alfvéngeschwindigkeit entspricht. Diese Wellen breiten sich zwar am schnellsten bis in die Nachtseite aus, sind aber aufgrund ihrer Ausbreitungsrichtung nicht in der Lage, feldparallele Alfvénwellen oder Feldlinienresonanzen anzuregen. Nur die kompressiblen Wellen mit $v_g < v_A < v_{ph}$, deren Wellenvektor also nicht in der Äquatorebene verläuft, haben einen feldparallelen Anteil und können Alfvénwellen anregen. Weiter ist zu beachten, daß sich endliche Wellenzüge nur bei kleinem k_y/k_z lange genug auf einer Feldlinie aufhalten, um dort effektiv Feldlinienresonanzen anzuregen. Ist k_y/k_z sehr klein, breiten sich die kompressiblen Wellen vorrangig entlang der Feldlinien aus und eine azimuthale Ausbreitung von der Tag- bis in die Nachtseite wird unrealistisch.

Welche der beiden möglichen Erklärungen für die azimuthale Ausbreitung der Alfvénwellen verantwortlich ist, läßt sich zum Beispiel anhand von numerischen Modellrechnungen überprüfen. Im folgenden Abschnitt werden Ergebnisse einer dreidimensionalen Dipolmagnetosphäre dahingehend diskutiert. Gilt dort die für den inhomogenen Wellenleiter abgeleitete Beziehung (4.30), so werden die Alfvénwellen von sich langsam ausbreitenden kompressiblen Wellen angeregt. Außerdem wären v_{ph} und v_g der Alfvénwelle eine Funktion des Winkels k_y/k_z bzw. von k_y , da k_z durch die Randbedingungen fest ist. Stehen die Gruppen-, Phasen- und Alfvéngeschwindigkeit in keinem erkennbaren Zusammenhang, so funktioniert die Ausbreitung durch die lokalen Impulse aufgrund der endlichen azimuthalen Wellenzahl.

Einfacher wäre diese Überprüfung sicherlich anhand numerischer Modellrechnungen eines Wellenleiters, entsprechend der vorangegangenen Abschnitte. Allerdings werden wichtige Parameter, wie etwa die Krümmung der Feldlinien, in diesem Modell nicht berücksichtigt und es ist daher für einen Vergleich mit realen Beobachtungen der Magnetosphäre nicht so gut geeignet wie ein Modell mit realistischerer Geometrie.

Welchen Einfluß hat die Krümmung der Feldlinien in der realen Magnetfeldgeometrie auf die azimuthale Ausbreitung der Wellen? Bei dieser Fragestellung sind die beiden Wellenmoden zu unterscheiden. Für die Struktur der Fast-Mode spielt die Geometrie zunächst eine untergeordnete Rolle. Bei der Alfvén-Mode besteht der wesentliche Unterschied in der Variation der azimuthalen Wellenzahl k_y entlang der Feldlinie. In der geraden Magnetfeldgeometrie des Wellenleiters ist k_y konstant, während ihr Wert in der Dipolgeometrie zur Ionosphäre hin zunimmt, weil dort die Feldlinien in azimuthaler Richtung enger zusammenliegen. Da Alfvénwellen entlang der Feldlinie geführt werden, ist die azimuthale Wellenlänge an der Ionosphäre kleiner als am Äquator. Für den Fall, daß die Alfvénwellen von propagierenden kompressiblen Wellen angeregt werden, spielt diese Variation für den Mechanismus der azimuthalen

Ausbreitung wahrscheinlich keine Rolle, da sich letztere isotrop ausbreiten. Allerdings führt die Krümmung der Feldlinien zu unterschiedlichen Strukturen beider Moden entlang der Feldlinien und damit zu einer weniger effektiven Kopplung, ähnlich wie es auch durch eine feldparallele Inhomogenität der Hintergrundbedingungen hervorgerufen wird [Southwood and Kivelson, 1986].

Am Ende von Abschnitt 4.2 wird diskutiert, daß die azimutale Gruppen- und Phasengeschwindigkeit einer Welle in einem Wellenleiter von einer effektiven Alfvén-geschwindigkeit bezüglich des Ausbreitungsweges der Welle abhängen. Nach Wielandt [1993] handelt es sich bei den ermittelten Geschwindigkeiten um dynamische Größen, die nicht von dem lokalen Zustand des Mediums abhängen, wie es bei den strukturellen Geschwindigkeiten der Fall ist, sondern von der lokalen Geometrie des Wellenfeldes. Diese aber wird bestimmt von der Gesamtstruktur des Mediums und den globalen Eigenschaften der entsprechenden Mode (siehe auch Kapitel 2). Im Hinblick auf die komplizierte Geometrie der realen Magnetosphäre, die inhomogene Verteilung der Hintergrundbedingungen und die unterschiedlichen Strukturen der beiden betrachteten Wellenmoden ist zu erwarten, daß zwischen Satellitenbeobachtungen und den Ergebnissen einfacher analytischer Modelle Unterschiede auftreten können, die nicht nur quantitativer Natur sind, sondern auch qualitativer. Um der Realität einen Schritt näher zu kommen, werden im folgenden Abschnitt Ergebnisse numerischer Modellrechnungen diskutiert, bei denen sowohl eine gekrümmte Dipolgeometrie als auch inhomogene Hintergrundbedingungen berücksichtigt werden.

4.4 Das numerische Dipolmodell

Die Ziele dieses Abschnitts sind, eventuelle Ähnlichkeiten zu dem vorher beschriebenen Wellenleiter festzustellen, eine detaillierte Untersuchung der Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten im Modell durchzuführen sowie eine Antwort auf die Frage zu finden, wie sich die Energie der Alfvénwellen und insbesondere der Feldlinienresonanzen in azimutaler Richtung ausbreitet.

4.4.1 Das Modell

Das numerische Modell berücksichtigt eine dreidimensionale Dipolgeometrie sowie inhomogene Hintergrundbedingungen. Entwickelt wurde es zunächst zweidimensional von Lee and Lysak [1989], bevor sie später erste Ergebnisse der dreidimensionalen Version präsentierten [Lee and Lysak, 1991]. Eine genauere Beschreibung des Modells findet sich bei Stellmacher [1994]. Abbildung 4.6 zeigt die Dipolgeometrie im Meridianschnitt mit den entsprechenden Einheitsvektoren $(\hat{\mu}, \hat{\nu}, \hat{\phi})$, wobei $\hat{\mu}$ entlang der Feldlinien gerichtet ist, $\hat{\nu}$ senkrecht zu den Feldlinien von der Erde weg und $\hat{\phi}$ zeigt ostwärts in die azimutale Richtung, so daß $\hat{\mu} = \hat{\nu} \times \hat{\phi}$.

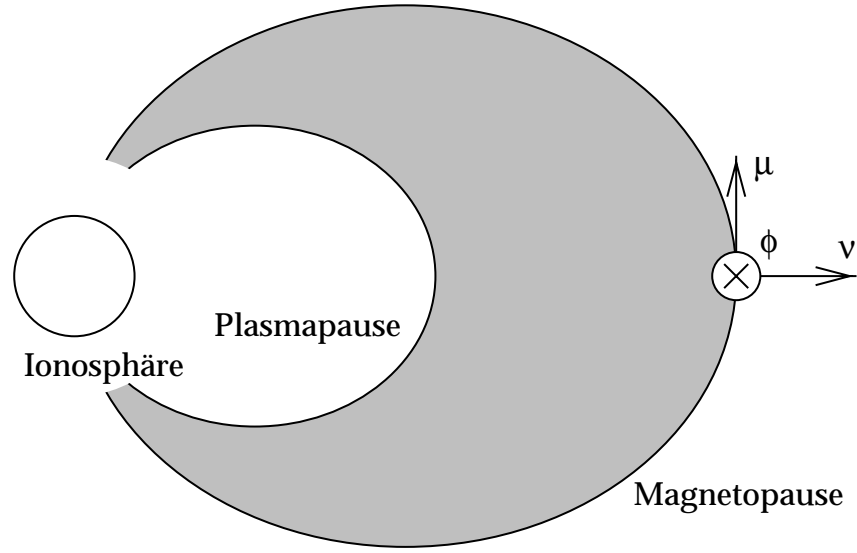


Abbildung 4.6: Meridianschnitt des numerischen Magnetosphärenmodells mit den Dipolkoordinaten und den Grenzflächen.

Die Grenzflächen des Modells bilden die Plasmopause bei $L = 5$ (L ist der McIlwain Parameter), also in einer geozentrischen Entfernung von 5 Erdradien in der Äquatorebene, die Magnetopause bei $L = 10$ und die Ionosphäre, aus Gründen der numerischen Einfachheit, in einer Höhe von $1 R_E$. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Modellrechnungen werden alle Grenzflächen als ideal reflektierend angenommen.

Die Hintergrundbedingungen, das Magnetfeld B_0 und die Plasmadichte ρ_0 , sind inhomogen in der Meridianebene, aber zunächst symmetrisch in azimuthaler Richtung. Die Axialsymmetrie wird allerdings in einigen Fällen aufgehoben (siehe Abschnitt 4.4.7). Die Dichteverteilung $\rho_0(\vec{r})$ ist gegeben durch

$$\rho_0(\vec{r}) = \rho_{0,MP} \frac{r_{MP}^3 (L R_E)^3}{r^6} , \quad (4.34)$$

wobei $\rho_{0,MP}$ die Dichte in der Äquatorebene an der Magnetopause ist und $r_{MP} = 10 R_E$ der äquatoriale Abstand der Magnetopause. Abbildung 4.7 zeigt das radiale Profil der Alfvéngeschwindigkeit

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} \quad (4.35)$$

in der Äquatorebene sowie die Eigenperioden der Feldlinien

$$T_{eigen} = \int \frac{2 ds}{v_A(s)} , \quad (4.36)$$

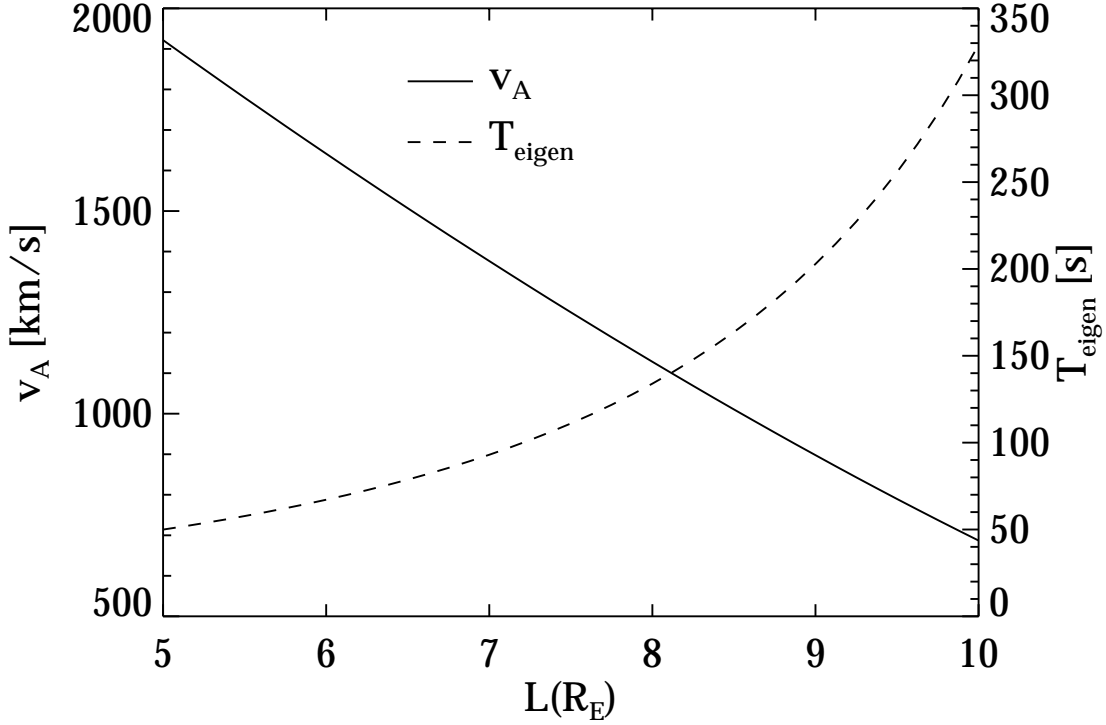


Abbildung 4.7: Radiale Profile der Alfvéngeschwindigkeit v_A (durchgezogene Linie) und der fundamentalen Eigenperiode der Feldlinien T_{eigen} (gestrichelte Linie) im numerischen Modell.

wobei ds das Linienelement entlang der Feldlinien ist und die Integration von der südlichen bis zur nördlichen Ionosphäre erfolgt.

Die zu lösenden Differentialgleichungen beruhen auf den linearisierten Maxwell-Gleichungen in der Form der idealen MHD-Beschreibung

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{b}}{\partial t} \quad (4.37)$$

$$\nabla \times \vec{b} \Big|_{\perp} = \frac{1}{v_A^2} \frac{\partial \vec{E}_{\perp}}{\partial t} \quad (4.38)$$

\vec{b} und \vec{E}_{\perp} sind kleine Störungen des magnetischen und elektrischen Feldes. Eine feldparallele Komponente des elektrischen Feldes wird aufgrund einer angenommenen unendlichen Leitfähigkeit des Plasmas vernachlässigt. Für die numerische Lösung dieser Differentialgleichungen werden Leap-Frog Verfahren, also Methoden der finiten Differenzen sowohl im Orts- als auch im Zeitraum eingesetzt.

Für die Anregung von Wellen im Magnetosphärenmodell wird an der Magnetopause auf der Tagseite ein zeitlich gedämpfter, kompressibler Impuls vorgegeben, dessen räumlicher und zeitlicher Verlauf beschrieben wird durch

$$E_{\phi,0} = A_0 e^{(m\phi - i\omega_0 t)} e^{(-A_\mu \mu^2 - A_\phi \phi^2 - A_t t)} \quad , \quad (4.39)$$

wobei $\omega_0 = 2\pi/T_0$ die Frequenz des Impulses ist, m die azimuthale Wellenzahl und A_i sind Konstanten, die die räumliche und zeitliche Begrenzung der Störung festlegen. Für die Modellrechnungen in diesem Abschnitt ist die Störung auf die Umgebung der Äquatorebene begrenzt mit einer azimuthalen Breite von ca. 1.5 h Lokalzeit und einer Periode von $T_0 = 50$ s.

4.4.2 Artefakte in diskretisierten numerischen Modellen

Numerische Modelle der Magnetosphäre werden seit vielen Jahren verwendet, um dynamische Eigenschaften der Magnetosphäre, wie z.B. die Anregung von MHD-Wellen und das Phänomen der Feldlinienresonanz, erfolgreich zu untersuchen. Allerdings wird oft nicht berücksichtigt, daß numerische Modelle wichtige Eigenschaften des realen Systems stark vereinfachen. So wird zum Beispiel das Alfvén-Kontinuum, also der kontinuierliche Gradient der Eigenfrequenzen der Feldlinien, welcher in der Magnetosphäre durch die kontinuierliche Variation von Magnetfeldstärke und Plasmadichte in radialer Richtung entsteht, in numerischen Modellen durch die notwendige Verwendung von Gitterstützpunkten diskretisiert. Diese Diskretisierung beeinflußt die Auflösung von Singularitäten in den Systemen. Die exakte Position des Amplitudenmaximums einer Feldlinienresonanz, die durch eine diskrete Fast-Mode im Modell angeregt wird, liegt damit in der Regel zwischen zwei Gitterpunkten bzw. Feldlinien. Diese benachbarten Feldlinien zeigen zwar aufgrund einer endlichen Bandbreite der anregenden Wellen noch immer eine quasi resonante Struktur, aber die genaue Position der Feldlinienresonanz kann numerisch nicht anhand der alfvénischen Störungen bestimmt werden. Die Genauigkeit der Bestimmung nimmt mit der radialen Auflösung des Gitters zu.

Die Eigenschaften diskretisierter Modelle entsprechen im wesentlichen denen eines Systems aus mehreren einzelnen Oszillatoren, was die dem System zugrundeliegende Physik verändert. So ist etwa der Energieaustausch zwischen der kompressiblen und der Alfvén-Mode im diskretisierten System reversibel, während in der 'kontinuierlichen' Magnetosphäre die Energie irreversibel von der Fast-Mode in die angeregte Feldlinienresonanz koppelt [Radoski, 1974].

Ein Ergebnis numerischer Modellrechnungen einer einfachen Magnetosphäre mit nicht-gekrümmter Magnetfeldtopologie ist das Phänomen des *Phase Mixing* [Rickard and Wright, 1994]. Hierbei kommt es aufgrund des endlichen radialen Abstands zweier Feldlinien zu zeitlich wachsenden Phasenverschiebungen zwischen den jeweiligen transversalen Eigenschwingungen. Rickard and Wright [1994] erläutern, daß nume-

rische Simulationen nur solange korrekte Ergebnisse liefern, bis die radiale Distanz L_{ph} , über die die Phase um den Faktor 2π variiert, dem Abstand dx zweier Feldlinien entspricht:

$$dx < L_{ph} = \frac{2\pi}{t d\omega_A/dx} \implies t < |\Delta f_{12}|^{-1} . \quad (4.40)$$

$\omega_A(x)$ sind hier die Eigenfrequenzen der Feldlinien und Δf_{12} ist der Frequenzunterschied alfvénischer Störungen auf zwei radial benachbarten Feldlinien.

Eine genaue Analyse des Zusammenhangs zwischen der Phasenverschiebung und der zeitlichen Entwicklung der Feldlinienresonanzen mit Hilfe des in 4.4.1 vorgestellten Modells einer Dipolmagnetosphäre zeigt allerdings, daß es im Modell schon nach einer kritischen Zeit

$$T_{krit} \approx \frac{3}{4} |\Delta f_{min}|^{-1} , \quad (4.41)$$

festgelegt durch die kleinste Differenz der Eigenfrequenzen zweier radial benachbarter Feldlinien Δf_{min} , also praktisch durch den radialen Abstand der Gitterpunkte, zu einem unphysikalischen, reversiblen Energieaustausch zwischen transversalen und kompressiblen Wellen kommt [Stellmacher et al., 1997]. Erklären läßt sich dies anhand der feldparallelen Ströme, die von einer stehenden Alfvénwelle getrieben werden. Diese ergeben sich entsprechend

$$j_{\parallel} = \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{h_{\nu} h_{\phi}} \left(\frac{\partial b_{\phi}^*}{\partial \nu} - \frac{\partial b_{\nu}^*}{\partial \phi} \right) \quad (4.42)$$

($h_{\mu} = r^3 / \sqrt{1 + 3 \sin^2 \Theta}$ und $h_{\phi} = r \cos \Theta$ sind hierbei metrische Koeffizienten der Dipolgeometrie aus Abbildung 4.6 und $b_i^* = h_i b_i$) in erster Linie aus dem radialen Gradienten der azimutalen Störung des Magnetfeldes, da für kleine azimutale Wellenzahlen nahe der Resonanz $\partial b_{\phi}^* / \partial \nu \gg \partial b_{\nu}^* / \partial \phi$ gilt. Je weiter die alfvénischen Störungen auf zwei benachbarten Feldlinien außer Phase sind, desto stärker sind die feldparallelen Ströme. Sobald die Phasendifferenz kleiner als $\pi/2$ ist, vermindern sich die feldparallelen Ströme und damit auch die Amplituden b_{ϕ} der Feldlinienresonanzen. Dies erklärt den Faktor $3/4$ in Gleichung (4.41).

Die Diskretisierung ist folglich eine Ursache numerischer Artefakte [Stellmacher et al., 1997]. In den Registrierungen des magnetischen und elektrischen Feldes können Phänomene wie Wellenpakete, Amplitudenmodulationen und Phasensprünge auftreten. Da diese Phänomene auch regelmäßig in Satellitenmessungen der Magnetosphäre beobachtet werden und physikalisch weitestgehend verstanden sind, kann es bei der Auswertung numerischer Modellrechnungen zu falschen Interpretationen kommen.

Bei einer Simulation poloidaler Feldlinienresonanzen ist in einer Arbeit von Ding et al. [1995] eine Amplitudenmodulation aufgetreten, die die Autoren als Folge der oben beschriebenen Phasenverschiebung identifizieren. Hieraus folgern sie, daß die ideale MHD-Theorie für die Beschreibung dieses Problems nicht geeignet ist. Dieser Schluß ist allerdings nicht notwendigerweise richtig, da entsprechende numerische Modelle innerhalb einer bestimmten Zeitskala korrekte und durchaus realistische Ergebnisse liefern.

Die kritische Zeit T_{krit} bestimmt den Zeitpunkt, ab dem sich die Ergebnisse des numerischen Modells von der wahren Lösung der zugrundeliegenden Gleichungen entfernen. Alle Ergebnisse der Modellrechnungen in den folgenden Abschnitten werden auf Zeitskalen $t < T_{krit}$ gewonnen.

4.4.3 Dispersion in der idealen Dipolmagnetosphäre

Die zwei im Modell auftretenden Wellenmoden sind die kompressible Fast-Mode und die transversale Alfvén-Mode. Die Fast-Mode wird im folgenden durch die feldparallele Komponente b_μ der magnetischen Störung beschrieben und die Alfvén-Mode durch die azimuthale Komponente b_ϕ . Da aufgrund der inhomogenen Hintergrundbedingungen die beiden Wellenmoden immer miteinander verkoppelt sind, ist diese Annahme nur eine Approximation. Die Störungen des magnetischen Feldes werden jeweils entlang verschiedener Referenzlinien im Modell registriert.

Abbildung 4.8 zeigt Registrierungen der magnetischen Störungen b_ϕ und b_μ an einem Gitterpunkt an der Flanke der Dipolmagnetosphäre in einem radialen Abstand $L = 7.54$. Die Störungen setzen nach einer Zeit von etwa 50 s ein. Dies ist die Zeit, die die Störungen brauchen, um sich von der Quelle auf der Tagseite bis zum Ort der Registrierung auszubreiten. In der azimuthalen Komponente des Magnetfeldes tritt dann eine quasi harmonische Pulsation auf, deren Amplitude mit der Zeit anwächst. Dies entspricht der zeitlichen Entwicklung einer Feldlinienresonanz. In der feldparallelen Komponente b_μ , die in erster Linie die kompressible Fast-Mode repräsentiert, sind deutlich verschiedene Wellen überlagert. Die Amplitude der Störungen ist bereits nach kurzer Zeit kleiner als die der azimuthalen Komponente und bleibt nahezu konstant.

Im Wellenleiter tritt bei der Ausbreitung isotroper Wellen eine deutliche Dispersion sowohl räumlich als auch zeitlich auf (siehe Abschnitte 4.1 und 4.2). Im numerischen Modell der Dipolmagnetosphäre deuten weder Zeitreihen (siehe Abbildung 4.8) noch Amplitudenprofile in azimuthaler Richtung auf eine derartige Dispersion bei der Ausbreitung der Wellen hin.

Die Untersuchungen der homogenen und inhomogenen Wellenleiter haben gezeigt, daß charakteristische Zeiten, nach denen im System deutliche Dispersionseffekte auftreten, unter Umständen im Bereich von Stunden liegen können. Die Zeiten lassen sich nicht direkt auf das Dipolmodell übertragen, da vor allem die Geometrie hier

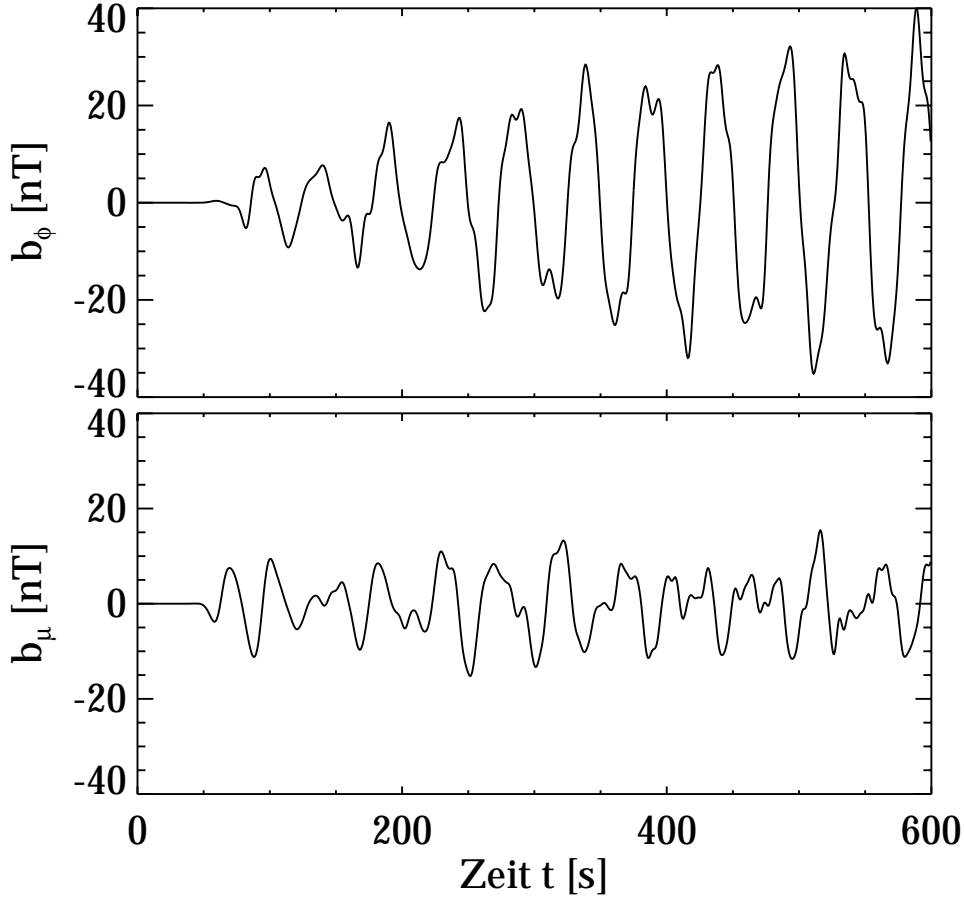


Abbildung 4.8: Registrierungen der magnetischen Störungen b_ϕ und b_μ an der Flanke der Dipolmagnetosphäre auf dem resonanten Feldlinientorus bei $L = 7.54$.

deutlich komplizierter ist. Eine Strahlennäherung für die Beschreibung der Ausbreitung der Wellen, so wie sie in den Abschnitten 4.1 und 4.2 angewendet wurde, existiert hier nicht. Eine charakteristische Zeit kann aus diesem Grund weder analytisch noch numerisch angegeben werden. Es ist allerdings möglich abzuschätzen, ob Dispersionseffekte in einer geschlossenen Dipolmagnetosphäre prinzipiell zu erwarten sind.

Bei den Untersuchungen des Wellenleiters werden mit einer impulsiven Quelle Wellen jeder Frequenz und jeder Wellenzahl mit gleicher Amplitude angeregt, die sich ungestört in azimuthaler Richtung entlang des Magnetosphärenschweifs ausbreiten. Im Dipolmodell hingegen werden Wellen mit bevorzugten Wellenzahlen und Frequenzen über einen längeren Zeitraum angeregt, die sich überall im Modell ausbreiten, an den Grenzflächen reflektiert werden und interferieren. Die dreidimensionale Dipolgeometrie führt dabei zu komplexen Modenstrukturen. Da das Modell auf der Nachtseite geschlossen ist und die Magnetosphäre einen Hohlraum bildet, treten, sobald sich die Wellen bis in den Mitternachtsektor ausgebreitet haben, auch dort sofort Interferenzen auf. Im System etablieren sich sehr schnell sogenannte *Cavity*-

Moden (Hohlraumresonanzen), die ein diskretes Wellenzahl- und Frequenzspektrum besitzen.

Eine typische Zeitskala, nach der Effekte der Interferenz zu erwarten sind, ergibt sich aus der Laufzeit einer Welle vom Ort der Beobachtung bis zur nächsten Grenzfläche und wieder zurück. Die maximale Zeit, nach der Interferenz auftreten kann, entspricht der Laufzeit von Wellen, die sich ungestört von der Tag- bis in die Nachtseite der Magnetosphäre ausbreiten. Selbst nahe der Magnetopause, wo die Alfvégeschwindigkeit minimal und der Ausbreitungsweg bis in die Nachtseite maximal ist, erhält man nur Zeiten in der Größenordnung von wenigen hundert Sekunden.

Eine typische Zeitskala für die Interferenz liegt im Dipolmodell damit deutlich unterhalb zu erwartender charakteristischer Zeiten für die Dispersion. Obwohl das Dipolmodell quasi einem gekümmten Wellenleiter entspricht, in dem Dispersion prinzipiell existiert, tritt diese in Registrierungen nicht sichtbar auf, da die Effekte der Interferenz deutlich früher einsetzen und eine Beobachtung sich ungestört ausbreitender Wellen verhindern.

4.4.4 Die azimutale Phasengeschwindigkeit

Für die Bestimmung der azimutalen Phasengeschwindigkeit geht man davon aus, daß sich die Wellen entsprechend dem Ansatz einer harmonischen Welle $\sim \exp(-i\omega t + im\Theta)$ in azimutaler Richtung mit der azimutalen Wellenzahl m ausbreiten. Im ersten Schritt werden die an den einzelnen Gitterpunkten registrierten Zeitreihen in den Fourierraum transformiert (siehe auch Stellmacher [1994]). Die Daten liegen in einer Auflösung von 0.5 s bei einer Simulationsdauer von 600 s vor. Damit erhält man eine Nyquist-Frequenz von 1 Hz bei einer Frequenzauflösung von 1.67 mHz. Für die Untersuchung der azimutalen Phasengeschwindigkeit werden zunächst zwei Referenzlinien in azimutaler Richtung entlang des Feldinientorus bei $L = 7.54$ gewählt, da an den Feldlinien in diesem radialen Abstand die dominantesten Feldlinienresonanzen im Modell auftreten. Eine Linie liegt dabei oberhalb des Äquators, die andere nahe der Ionosphäre. Abbildung 4.9 zeigt den Verlauf der normierten Amplituden und der Phasen der azimutalen b_ϕ (oberes Bild) und der feldparallelen b_μ Komponente (unteres Bild) für die entsprechend resonante Frequenz $f = 21.5$ mHz nahe des Äquators. Die Amplitude der Alfvén-Mode geht im Mitternachtsektor und bei 12:00 MLT aufgrund der Antisymmetrie der Komponente bezüglich der Anregung im Mittagsektor gegen Null. Dies äußert sich auch in dem Phasensprung um 180° an dieser Stelle. Die Amplitude nimmt bis auf die Nachtseite hin stetig ab. Das gleiche gilt für die Phase, woraus man schließen kann, daß sich die Wellen von der Quelle weg bis in die Nachtseite ausbreiten. Auf der Tagseite verhält sich die Fast-Mode analog. Auch hier nimmt die Amplitude vom Mittagsektor her ab, wobei die b_μ Komponente symmetrisch zur Anregung ist und die Amplitude damit ein Maximum hat. Auch die Phase verläuft stetig. Bei ca. 03:00 MLT und symmetrisch bei 21:00 MLT

tritt dann allerdings ein Minimum in der Amplitude auf und die Phase macht einen Sprung um ca. 225° . Die azimutale Ausbreitung der kompressiblen Wellen wird hier unterbrochen. Im Mitternachtsektor ist die Phase dann konstant.

Interessant ist der Vergleich mit den entsprechenden Ergebnissen an der Referenzlinie nahe der Ionosphäre, die in Abbildung 4.10 dargestellt sind. Die alfvénische Störung zeigt einen identischen Verlauf der Amplitude und Phase zu Abbildung 4.9. Dies war zu erwarten, da es sich wie bereits ausführlich beschrieben um stehende Wellen handelt. Die isotrope Fast-Mode unterscheidet sich dagegen an den beiden Referenzlinien. Nahe der Ionosphäre ist die Phase entlang des gesamten azimutalen Profils stetig und die Amplitude zeigt auch keinen Knotenpunkt. Weitere Untersuchungen zeigen, daß zu den entsprechenden Lokalzeiten der Phasensprung in der Fast-Mode lediglich in der nahen Umgebung des Äquators auftritt. Die Variation der Amplituden- und Phasenverläufe entlang der Feldlinien mit der Lokalzeit gibt erste Hinweise auf die komplizierte Modenstruktur der kompressiblen Mode in einer gekrümmten Magnetfeldtopologie mit inhomogenen Hintergrundbedingungen.

Aussagen über die azimutale Wellenzahl m und die azimutale Phasengeschwindigkeit v_{ph} einer Welle mit der Frequenz ω lassen sich nun aus den Phasendifferenzen $\Delta\Theta(\omega)$ zwischen zwei benachbarten Gitterpunkten entlang einer Referenzlinie treffen. Die Wellenzahl m ergibt sich aus

$$m(\omega) = \Delta\Theta(\omega)/\Delta\phi \quad , \quad (4.43)$$

wobei $\Delta\phi$ der azimutale Abstand zwischen zwei Gitterpunkten entlang der Referenzlinie ist. Die Abbildung 4.11 zeigt die auf diese Weise ermittelten Beträge der azimutalen Wellenzahlen $|m|$ der Alfvén- (durchgezogene Linie) und der Fast-Mode (gestrichelte Linie) an der Äquatorebene (oberes Bild) und nahe der Ionosphäre (unteres Bild). Nahe der Anregung bei 12:00 MLT ist $m = 0$ aufgrund der Form der Anregung. Der Phasensprung in der b_ϕ Komponente führt an dieser Stelle zu einer sehr großen Wellenzahl, die in den Abbildungen nicht dargestellt ist. Die Peaks in der Fast-Mode am Äquator rühren von den oben beschriebenen Phasensprüngen her. Abgesehen davon liegen die Wellenzahlen in weiten Bereichen entlang des resonanten Feldlinientorus zwischen 2.5 und 3.5 und die Verläufe der beiden Wellenmoden sind sich ähnlich. Im Vergleich zum Äquator zeigt die geführte Alfvén-Mode an der Ionosphäre wieder einen identischen Verlauf. Die Wellenzahl der Fast-Mode entspricht dort sowohl im Bereich der Anregung als auch im Mitternachtsektor der der Alfvén-Mode, wohingegen sie an den Flanken der Modellmagnetosphäre durchweg kleiner ist.

Die azimutale Phasengeschwindigkeit v_{ph} berechnet sich nun nach

$$v_{ph} = \frac{R\omega}{m(\omega)} \quad , \quad (4.44)$$

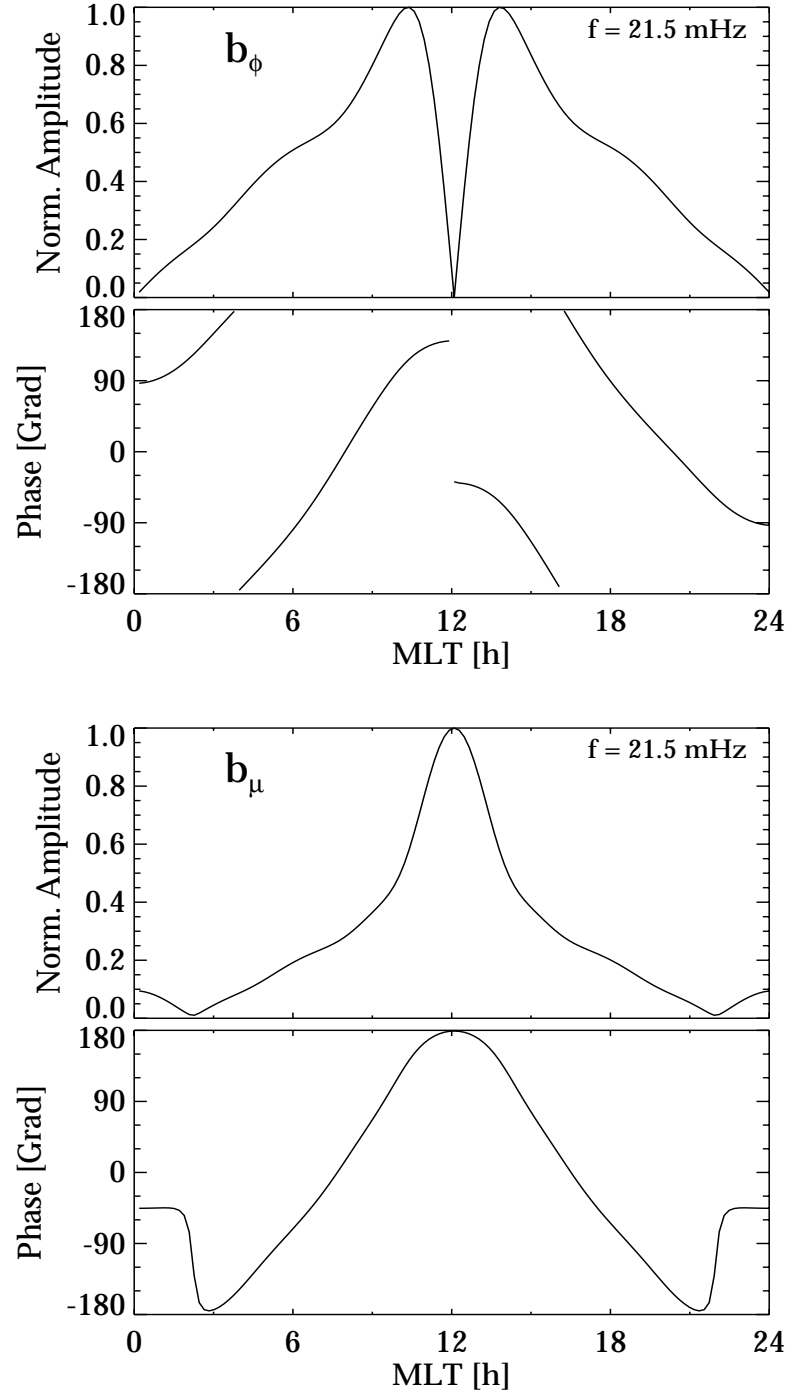


Abbildung 4.9: Azimutales Profil der Amplitude und Phase der azimuthalen b_ϕ (oberes Bild) Komponente und der feldparallelen b_μ (unteres Bild) Komponente für die Frequenz $f = 21.5 \text{ mHz}$ in der Äquatorebene am resonanten Feldlinientorus.

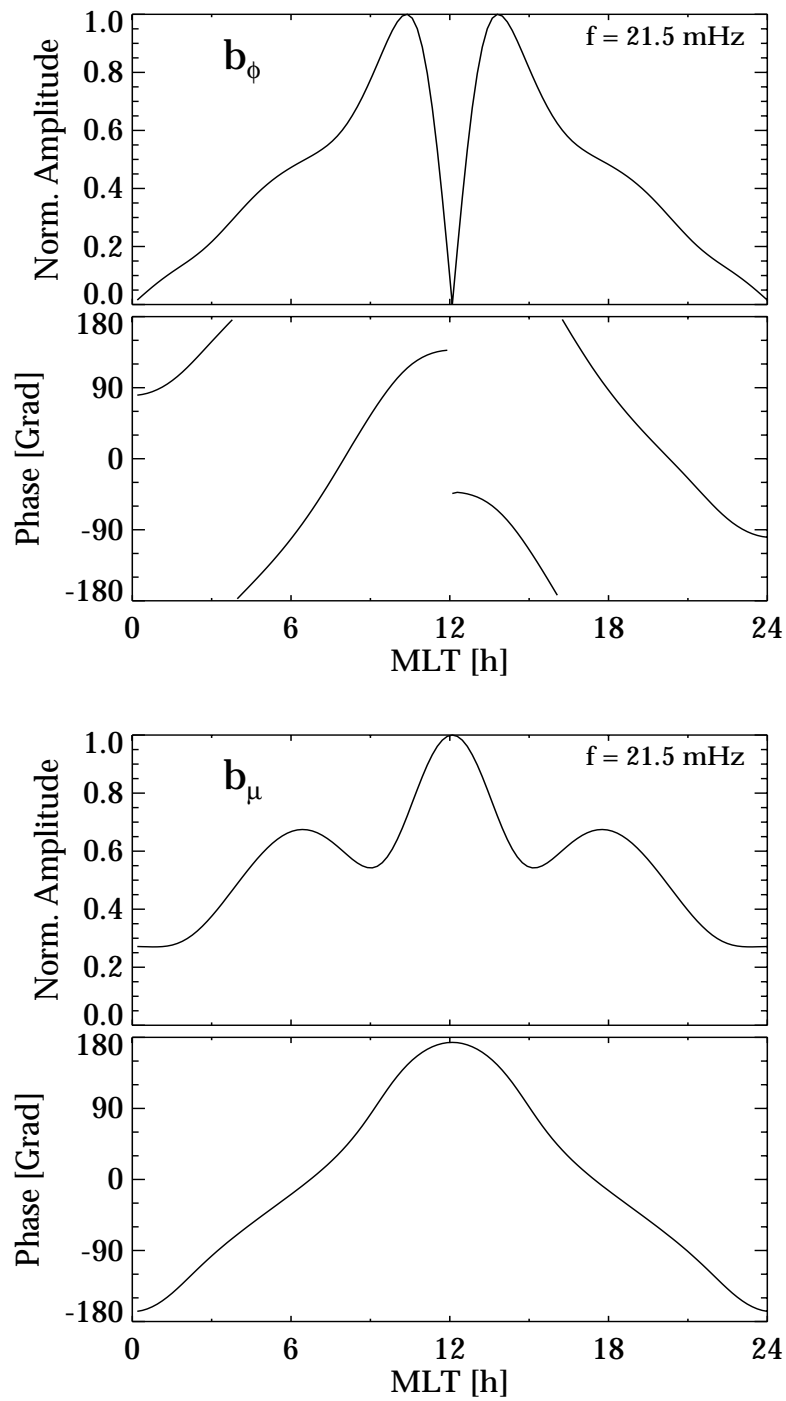


Abbildung 4.10: Azimutales Profil der Amplitude und Phase der azimuthalen b_ϕ (oberes Bild) Komponente und der feldparallelen b_μ (unteres Bild) Komponente für die Frequenz $f = 21.5$ mHz nahe der Ionosphäre am resonanten Feldlinientorus.

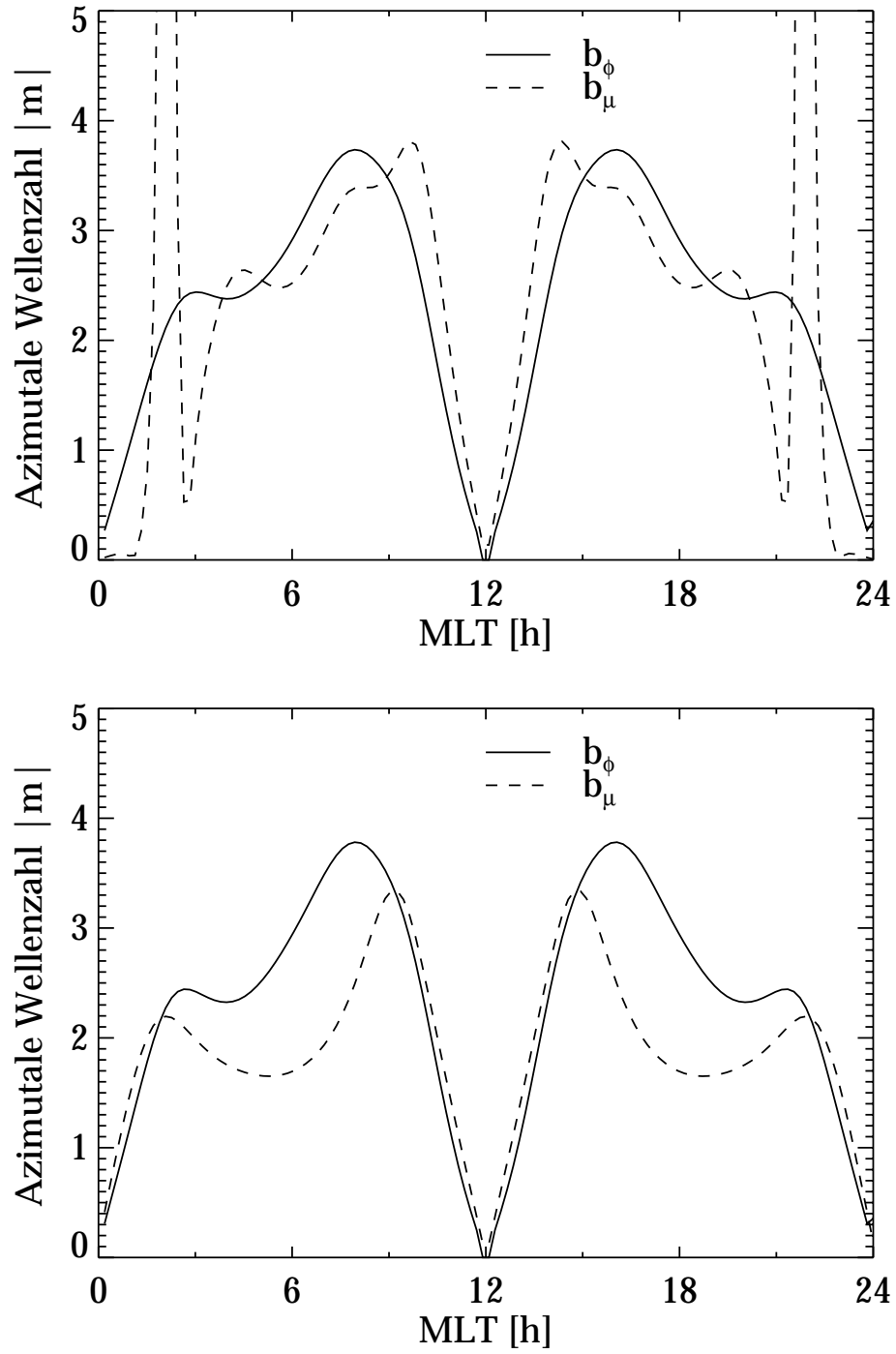


Abbildung 4.11: Azimutales Profil des Betrags der azimuthalen Wellenzahl $|m|$ von b_ϕ (durchgezogene Linie) und b_μ (gestrichelte Linie) für die Frequenz $f = 21.5$ mHz in der Äquatorebene (obers Bild) und nahe der Ionosphäre (unteres Bild) am resonanten Feldlinientorus.

wobei R der radiale Abstand der entsprechenden Beobachtungspunkte ist. An der Äquatorebene ist $R = LR_E$. Die Ergebnisse entlang der azimutalen Profile am Äquator und nahe der Ionosphäre sind in der Abbildung 4.12 dargestellt. Die Beobachtungen entsprechen denen der eben diskutierten Wellenzahlen: am Äquator (oberes Bild) existiert eine gute Übereinstimmung der Werte für die Alfvén- und die Fast-Mode, abgesehen von den Schwankungen der letzteren auf der Nachtseite. An der Ionosphäre (unteres Bild) ist die Übereinstimmung der Ergebnisse im Bereich der Anregung und im Mitternachtsektor sehr gut, wohingegen die Unterschiede an den Flanken in der Größenordnung einiger 100 km/s liegen. Die Alfvén-Mode zeigt wieder einen qualitativ identischen Verlauf an beiden Referenzlinien. Da es sich bei Alfvénwellen um stehende Wellen handelt, die Phase entlang der Feldlinie also konstant ist, breiten sich die Wellen mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit in azimutaler Richtung aus. Die azimutale Phasengeschwindigkeit ist daher an der Ionosphäre niedriger, da der radiale Abstand der entsprechenden Gitterpunkte kleiner ist. Am Äquator liegt v_{ph} in weiten Bereichen entlang des azimutalen Profils in der Größenordnung von etwa 1800-2800 km/s, an der Ionosphäre bei etwa 350-550 km/s. Bei der Fast-Mode treten wieder größere Unterschiede im Verlauf der Phasengeschwindigkeit an beiden Referenzlinien auf, was auf die Isotropie der Mode und die komplizierte Geometrie des Hohlraums hindeutet. In der Abbildung 4.12 ist außerdem noch die jeweils lokale Alfvéngeschwindigkeit eingezeichnet. Am Äquator liegt diese bei 1050 km/s, also deutlich unterhalb der mittleren azimutalen Phasengeschwindigkeit der Wellen von $v_{ph} = 2300$ km/s. An der Ionosphäre liegt sie aufgrund der inhomogenen Hintergrundbedingungen bei 1800 km/s und damit oberhalb der mittleren azimutalen Phasengeschwindigkeit $v_{ph} = 500$ km/s. Hier deutet sich wieder an, daß die beobachtete, dynamische Phasengeschwindigkeit einer Welle [Wielandt, 1993] nicht zwangsläufig mit der lokal vorherrschenden Alfvéngeschwindigkeit in Zusammenhang zu setzen ist, wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten diskutiert wurde.

4.4.5 Die azimutale Gruppengeschwindigkeit

Die azimutale Gruppengeschwindigkeit $v_g = \partial\omega/\partial k_\phi$ der Alfvénwellen und Feldlinienresonanzen ist im numerischen Modell schwieriger zu bestimmen. Unter Verwendung der Registrierungen von b_ϕ an mehreren Gitterpunkten an der Flanke der Modellmagnetosphäre entlang des azimutalen Profils auf dem resonanten Feldlinienentorus läßt sich mit den Gleichungen (4.43) und (4.44) die Beziehung zwischen der azimutalen Phasengeschwindigkeit, und damit auch der azimutalen Komponente des Wellenvektors, und der Frequenz herleiten. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Außerdem ist in der Abbildung auch die Amplitude der spektralen Dichte (gepunktete Linie) über der Frequenz aufgetragen. Die dominante Feldlinienresonanz liegt bei $f = 21.5$ mHz und es treten einige höhere harmonische resonante Wellen mit geringerer Energie auf. Die Erhöhungen der Amplitude korrelieren mit starken Erhöhungen der azimutalen Phasengeschwindigkeit. Die Feldlinienresonan-

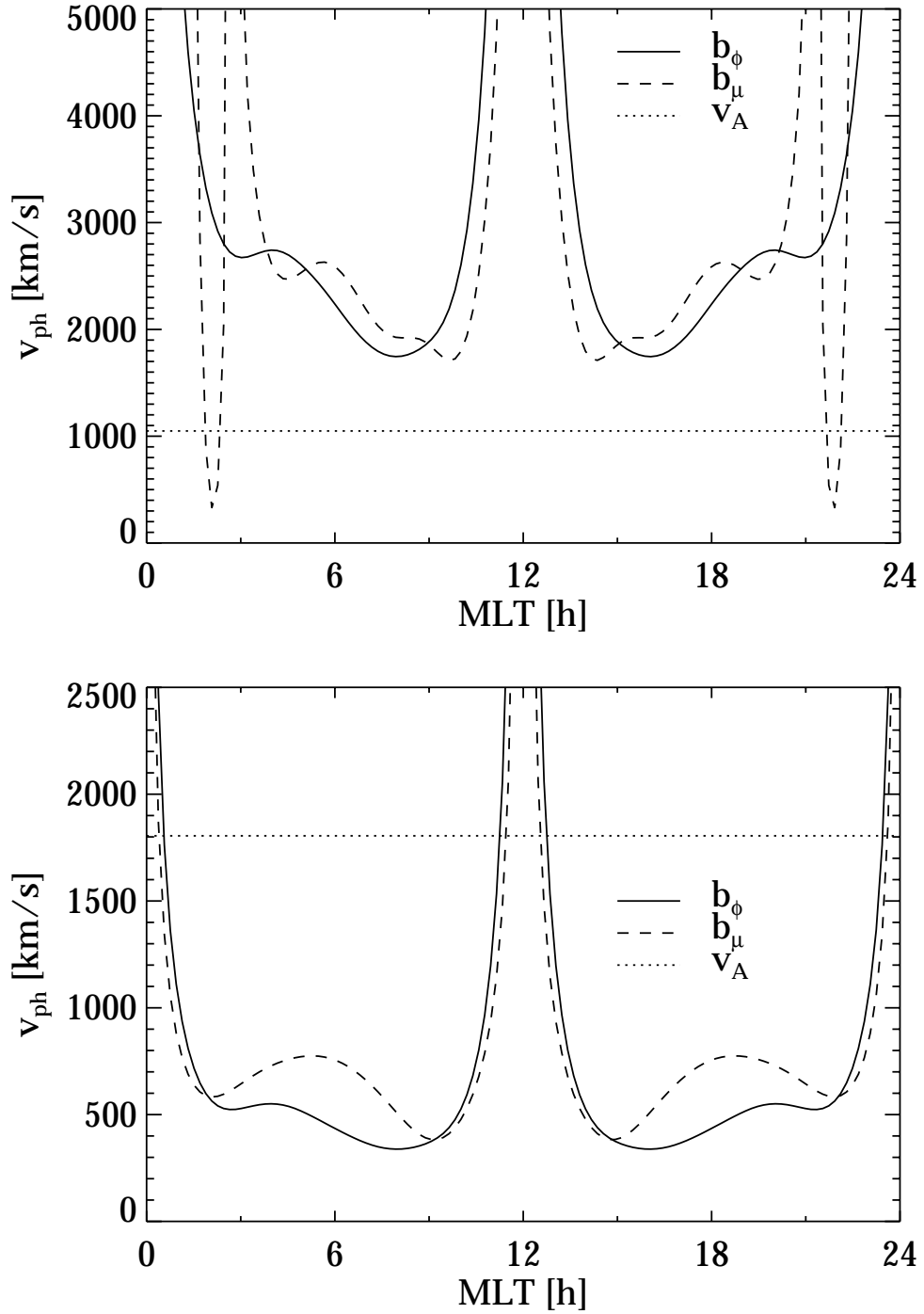


Abbildung 4.12: Azimutales Profil des Betrags der azimuthalen Phasengeschwindigkeit v_{ph} von b_ϕ (durchgezogene Linie) und b_μ (gestrichelte Linie) für die Frequenz $f = 21.5$ mHz in der Äquatorebene (oberes Bild) und nahe der Ionosphäre (unteres Bild) am resonanten Feldlinientorus. Ebenfalls eingetragen ist die lokale Alfvéngeschwindigkeit (gepunktete Linie).

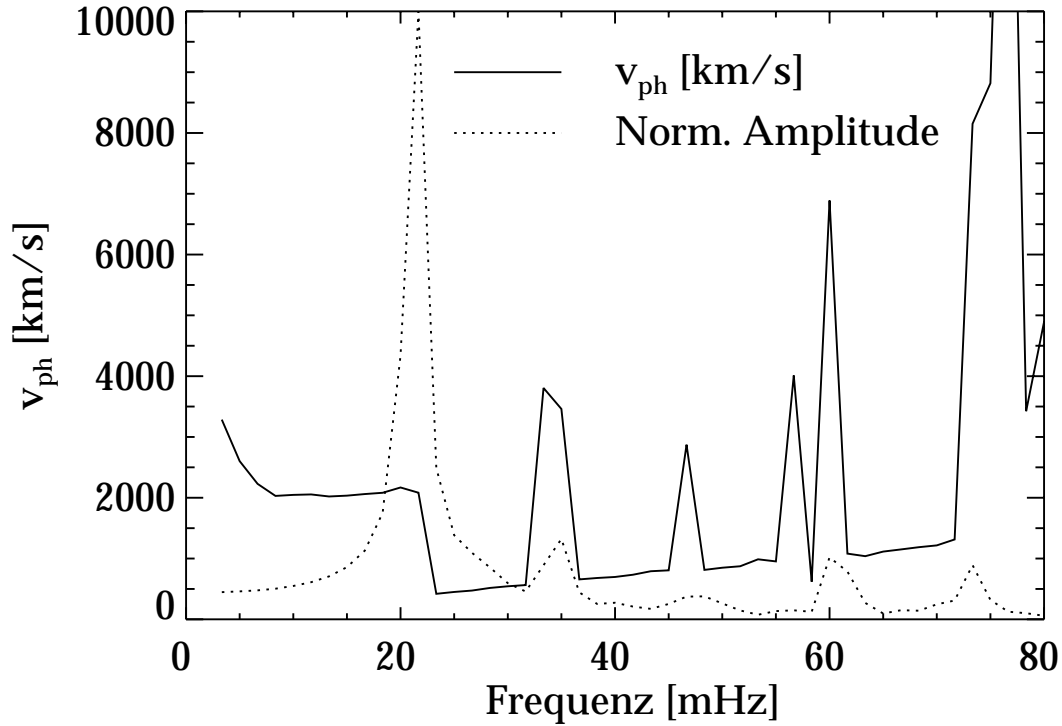


Abbildung 4.13: Azimutale Phasengeschwindigkeit v_{ph} (durchgezogene Linie) von b_ϕ als Funktion der Frequenz in der Äquatorebene an der Flanke des resonanten Feldlinientorus. Ebenfalls eingetragen ist die normierte Amplitude der spektralen Dichte (gepunktete Linie).

zen unterscheiden sich damit in ihrer azimutalen Phasengeschwindigkeit deutlich von den 'normalen', nichtresonanten Alfvénwellen. Letztere folgen klar einer linearen Beziehung mit der Frequenz. Allgemein gilt für die azimutale Phasengeschwindigkeit die Beziehung

$$v_{ph} = f \lambda_\phi \quad , \quad (4.45)$$

wobei λ_ϕ die azimutale Wellenlänge ist. Der lineare Trend der azimutalen Phasengeschwindigkeit der Alfvénwellen läßt sich mit der Funktion $v_{ph} = 16850 \text{ km } f$ anpassen. Im Hinblick auf den Umfang des resonanten Torus ergibt sich unabhängig von der Frequenz eine konstante azimutale Komponente des Wellenvektors k_ϕ und damit eine konstante dimensionslose Wellenzahl von $m = 18$ für alle nichtresonanten Alfvénwellen an der Flanke der Modellmagnetosphäre. Hieraus folgt mit Gleichung (4.13) direkt, daß die azimutale Gruppengeschwindigkeit der Alfvénwellen $v_g = 0$ ist. Die transversalen Wellen transportieren keine Energie in azimutaler Richtung, was nach der Theorie der MHD-Wellen auch zu erwarten war. Wie bereits beschrieben haben die Feldlinienresonanzen in Abbildung 4.13 eine deutlich höhere azimutale

Phasengeschwindigkeit und damit auch eine größere azimutale Wellenlänge und eine kleinere azimutale Wellenzahl. Nach Abbildung 4.11 liegt diese im Bereich um $m = 3$. Da die hohen azimutalen Phasengeschwindigkeiten der Feldlinienresonanzen nur als sehr schmalbandige Peaks über der Frequenz auftreten, können mit $v_g = \partial\omega/\partial k_y$ keine sinnvollen azimutalen Gruppengeschwindigkeiten berechnet werden.

Da die Gruppengeschwindigkeit ein Maß für die Geschwindigkeit des mit einer Welle verbundenen Energietransports ist, läßt sie sich auf diese Weise auch für Feldlinienresonanzen ermitteln. Die Energie einer Welle wird anhand der entsprechenden Komponente der magnetischen Störung entlang einer Feldlinie aufintegriert. Die obere Darstellung in Abbildung 4.14 zeigt die Verteilung dieser Energie über der magnetischen Lokalzeit, also der azimutalen Richtung, und dem radialen Abstand zu verschiedenen Zeiten. Die Energie der transversalen Alfvén-Mode breitet sich zunächst in radialer Richtung bis zur Plasmapause aus. Nach ungefähr 4 Perioden der Anregung hat sich auf der Tagseite bereits die dominante Feldlinienresonanz bei $L = 7.54$ ausgebildet. Ihre Energie breitet sich dann entlang des resonanten Feldlinientorus in beide azimutale Richtungen bis in die Nachtseite aus. Zum Vergleich sind in der unteren Darstellung in Abbildung 4.14 die Energieverteilungen der kompressiblen Fast-Mode zu denselben Zeiten dargestellt. Auch hier breitet sich die Energie zunächst in radialer Richtung bis zur Plasmapause aus, bevor sie sich in azimutaler Richtung ausbreitet. Zu späteren Zeiten ist die Energie auf den Bereich nahe der Magnetopause beschränkt.

Das Ablesen von Ausbreitungsgeschwindigkeiten aus Abbildung 4.14 ist mit großen Ungenauigkeiten behaftet. Daher wird anhand der Energieverteilungen zunächst ein typisches Energieniveau bestimmt, wobei auch in radialer Richtung über die gesamte Resonanzstruktur, genauer über den Bereich erhöhter Amplitude, integriert wird. Im nächsten Schritt wird entlang des resonanten Torus in azimutaler Richtung überprüft, nach welcher Zeit dieses Energieniveau an jedem Gitterpunkt erreicht wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.15 dargestellt (durchgezogene Linie). Auf der Tagseite ist das entsprechende Energieniveau bereits nach ca. einer Periode der Anregung von 50 s erreicht. Zu den Flanken hin setzt die Energie dann immer später ein. Gegen 03:00 MLT und symmetrisch bei 21:00 MLT bildet sich die Feldlinienresonanz erst nach ca. 10 Perioden der Anregung (300 s) aus. Im Mitternachtsektor wird das Energieniveau dagegen wieder früher erreicht.

Dieses Ergebnis gibt nun deutliche Hinweise darauf, wie der Ausbreitungsmechanismus der Feldlinienresonanzen funktioniert. Würden sich die Resonanzen eigenständig entlang des resonanten Torus ausbreiten, so wie im vorangegangenen Abschnitt als Möglichkeit diskutiert wurde, so könnten sie die Nachtseite nicht erreichen, bevor sie sich entlang des ganzen azimutalen Profils ausgebildet hätten. Die Verzögerung der Einsatzzeit fällt genau in die Lokalzeitbereiche, in denen die Amplitude der kompressiblen Fast-Mode am Äquator gegen Null geht (siehe Abbildung 4.9, unteres Bild). Hieraus kann zweierlei geschlossen werden: erstens werden die Alfvénwellen jeweils lokal von sich ausbreitenden kompressiblen Wellen angeregt und zweitens liegt

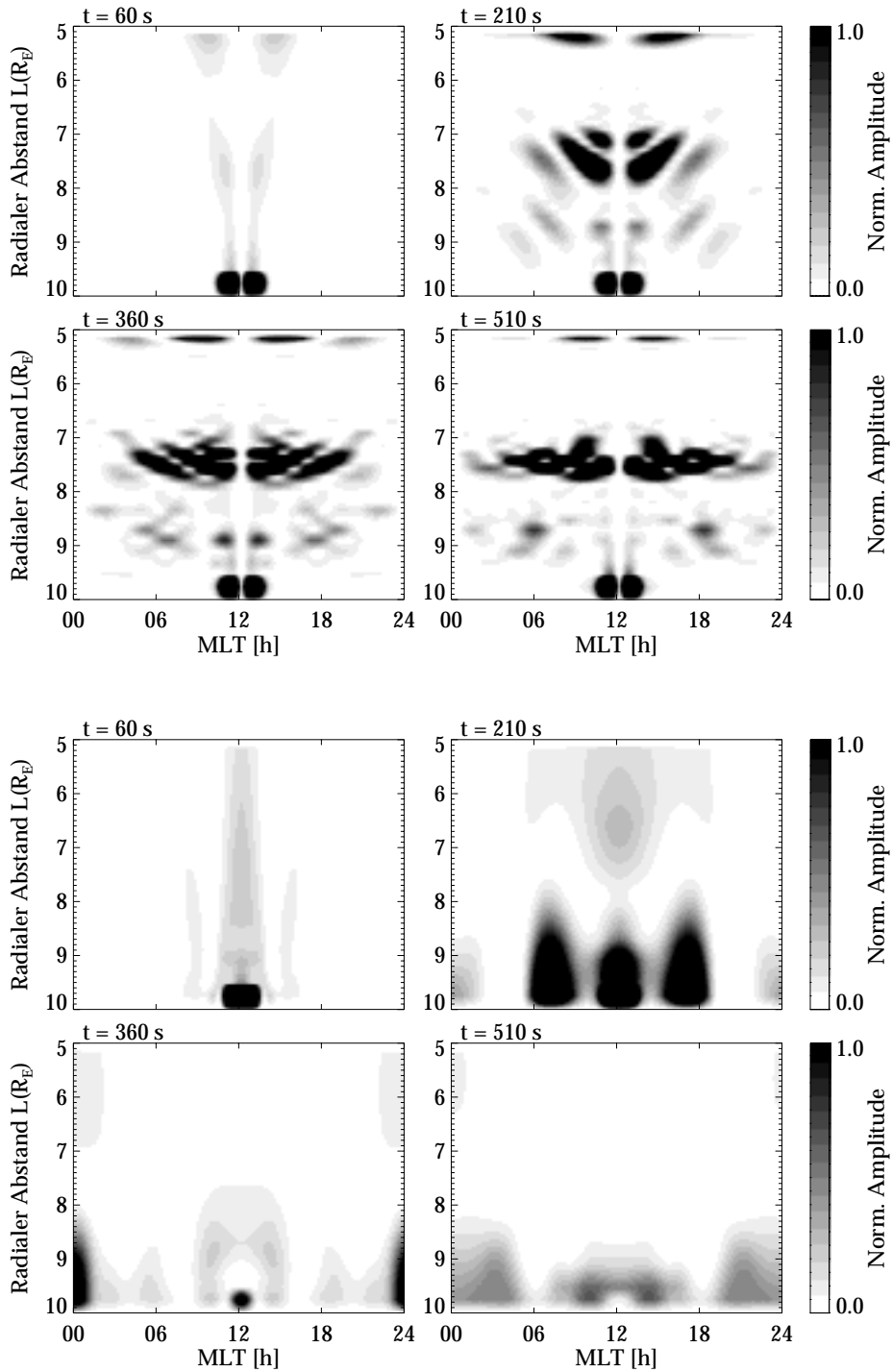


Abbildung 4.14: Die zeitliche Entwicklung der entlang der Feldlinien integrierten Energie der azimuthalen b_ϕ Komponente (oberes Bild) und der feldparallelen b_μ Komponente (unteres Bild).

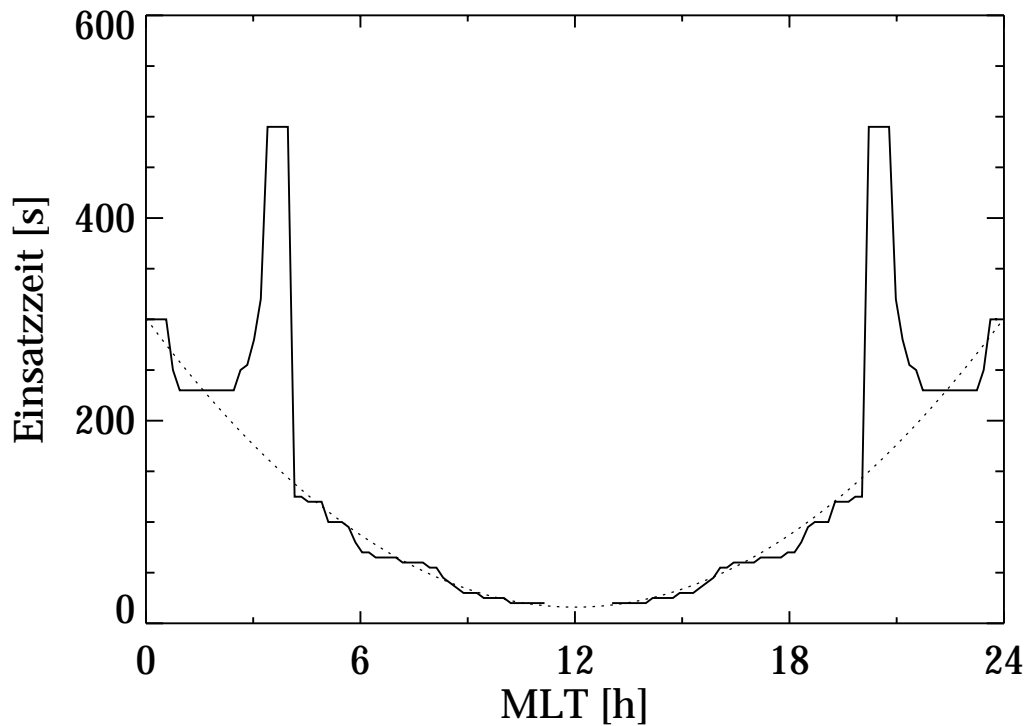


Abbildung 4.15: *Einsatzzeit des Energieniveaus der Feldlinienresonanz entlang des azimuthalen Profils (durchgezogene Linie) und die angepasste Parabelfunktion (gepunktete Linie).*

die Region maximaler Kopplung zwischen den zwei Wellenmoden, also der Region des maximalen Energietransfers, in der Äquatorebene. Würde entlang der Feldlinie näher an der Ionosphäre eine effektive Kopplung zwischen den Moden bestehen, so könnten sich die Feldlinienresonanzen regelmäßiger ausbilden, da abseits vom Äquator keine Phasensprünge in der Fast-Mode auftreten (siehe Abbildung 4.10, unteres Bild).

Vernachlässigt man die Verzögerungen bei 03:00 MLT und 21:00 MLT, so kann der Verlauf der Einsatzzeit grob durch eine Parabelfunktion (gepunktete Linie in Abbildung 4.15) angepaßt werden. Aus der Zeit, die das Energieniveau der Feldlinienresonanz braucht, um sich von einem Gitterpunkt entlang des azimuthalen Profils bis zum nächsten auszubreiten, kann dann die lokale azimuthale Gruppengeschwindigkeit ermittelt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Die direkte Ermittlung anhand der Einsatzzeiten ist nicht sinnvoll, da es aufgrund numerischer Ungenauigkeiten dazu kommt, daß das Energieniveau zwei Gitterpunkte gleichzeitig erreicht, was einer unendlich hohen Gruppengeschwindigkeit entspricht und damit unrealistisch ist. Bei dem Vergleich der wahren Einsatzzeiten mit der angepassten Funktion wird deutlich, daß es entlang des azimuthalen Profils zu Schwankungen der azimuthalen Gruppengeschwindigkeit kommen kann. Eine mittlere Gruppengeschwin-

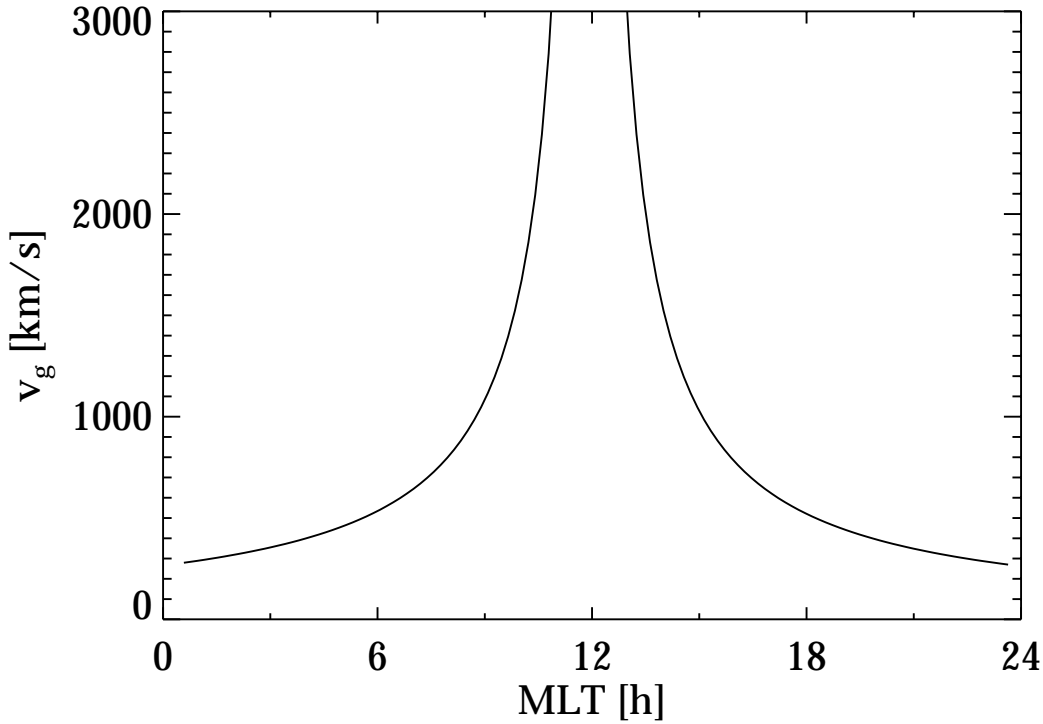


Abbildung 4.16: Azimutales Profil der azimuthalen Gruppengeschwindigkeit v_g von b_ϕ , ermittelt anhand der angepaßten Parabelfunktion aus Abbildung 4.15.

digkeit entlang des gesamten azimuthalen Profils kann einfach anhand der Einsatzzeit des Energieniveaus im Mitternachtsektor nach 300 s angegeben werden und ist $v_g \approx 500$ km/s. Betrachtet man nur die Flanke der Modellmagnetosphäre, so wie es bei der Angabe der mittleren azimuthalen Phasengeschwindigkeit geschehen ist, so liegt der mittlere Wert durchaus höher in der Größenordnung von $v_g \approx 750$ km/s. Allgemein unterliegt dieses Verfahren einigen Ungenauigkeiten, vor allem durch die Festlegung eines typischen Energieniveaus für eine Feldlinienresonanz. Für die Fast-Mode ist dieses Verfahren nicht sinnvoll einzusetzen, da kein diskretes Energieniveau definiert werden kann.

Ein Ziel dieser numerischen Modellrechnung ist die Untersuchung von Analogien zur Theorie des Wellenleiters. Mit den ermittelten Werten für eine mittlere azimuthale Gruppen- und Phasengeschwindigkeit der Feldlinienresonanzen läßt sich nun überprüfen, ob die Beziehung (4.15) $v_g v_{ph} = v_A^2$ bzw. (4.30) $v_g v_{ph} = \langle v_A^{-2} \rangle^{-1}$ für den Wellenleiter auch in einer Dipolgeometrie erfüllt ist. Da sich die Alfvénwellen entlang der Feldlinien ausbreiten, muß eine effektive Alfvéngeschwindigkeit analog zu (4.31) ermittelt werden. Da das entsprechende Integral bereits für die Darstellung der Eigenperioden der Feldlinien in Abbildung 4.7 berechnet wurde, ergibt sich die effektive Alfvéngeschwindigkeit $v_{A,\text{eff}}$ aus dem Quotienten der Länge und der Eigenperiode der Feldlinie. Abbildung 4.17 zeigt den auf diese Weise ermittelten

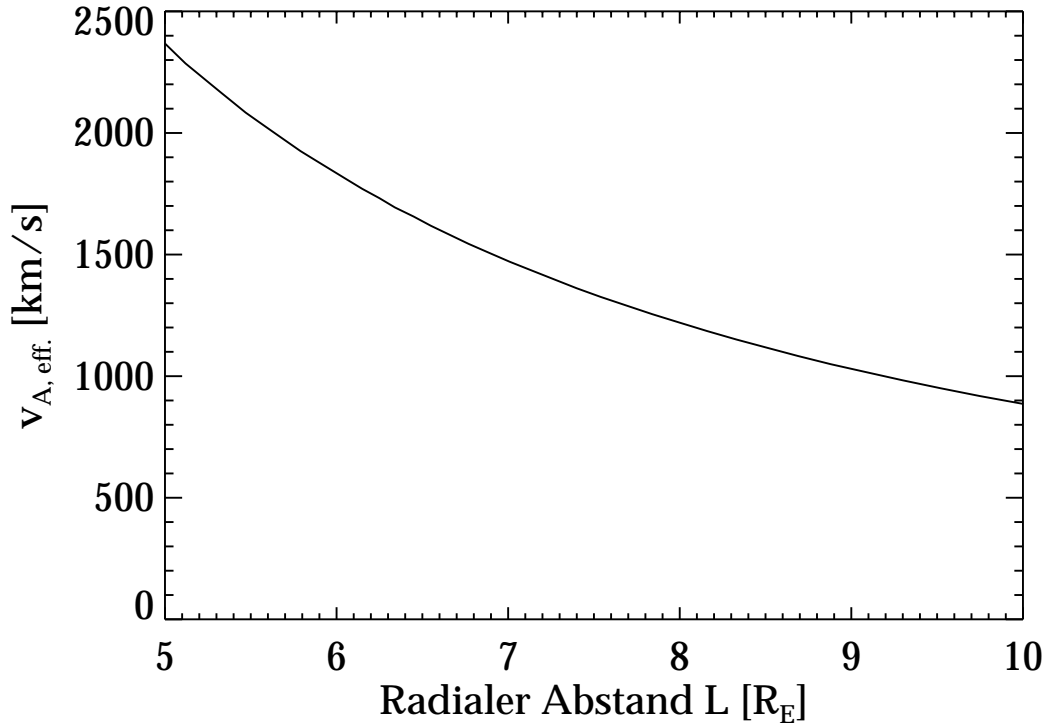


Abbildung 4.17: *Effektive Alfvéngeschwindigkeit entlang der Feldlinien in Abhängigkeit vom radialen Abstand.*

Verlauf der effektiven Alfvéngeschwindigkeit in Abhängigkeit vom radialen Abstand der Feldlinientori in der Äquatorebene. An dem resonanten Torus bei $L = 7.54$ liegt der Wert bei $v_{A, \text{eff.}} = 1350$ km/s. Die Wurzel aus dem Produkt der mittleren azimuthalen Gruppen- und Phasengeschwindigkeit an den Flanken der Modellmagnetosphäre liegt bei 1313 km/s. Hierbei ist für die Phasengeschwindigkeit der Wert in der Äquatorebene eingegangen. Dies ist berechtigt, da nach obiger Diskussion dort der Bereich der maximalen Kopplung der beiden Wellenmode liegt. Die Beziehung für den Wellenleiter ist also auch in der Dipolgeometrie für die Ausbreitung von Feldlinienresonanzen gültig. Dies weist wiederum auf die isotrope Fast-Mode als verantwortlichen Anregungsmechanismus hin.

4.4.6 Weitere Eigenschaften der Ausbreitung von MHD-Wellen im numerischen Modell

Im folgenden sollen weitere Hinweise auf die azimuthale Ausbreitung der beiden Wellenmoden und die Einflüsse der Dipolgeometrie und der Inhomogenität der Hintergrundbedingungen diskutiert werden. Darstellungen der Amplituden der magnetischen Komponenten entlang des resonanten Feldlinientorus, also über das azimuthale Profil und entlang der Feldlinien, zeigen in Form von Kontur-Plots quasi die Wellen-

oder Phasenfronten der jeweiligen Wellenfelder zu verschiedenen Zeiten. Abbildung 4.18 zeigt die Amplituden der b_μ Komponente der Fast-Mode in einer entsprechenden Darstellung nach 50 s (oberes Bild) und nach 500 s (unteres Bild). Obwohl, wie aus Abbildung 4.12 bekannt ist, die azimutale Phasengeschwindigkeit nahe der Ionosphäre kleiner ist als am Äquator, erkennt man nach einer Periode der Anregung, daß sich die Wellen nahe der Ionosphäre bereits weiter bis in die Nachtseite ausgebreitet haben als am Äquator. Durch die Krümmung der Feldlinien in der Dipolgeometrie sind die Wege nahe der Ionosphäre wesentlich kürzer. Die Abbildungen der Amplituden sind in dieser Hinsicht quasi verzerrt. Nach 500 s hat sich die Fast-Mode zu einem sehr komplexen Wellenfeld entwickelt, in dem sich keine einfache Struktur einer Ausbreitung mehr feststellen läßt. Abbildung 4.19 zeigt die Amplituden der b_ϕ Komponente zu den gleichen Zeiten wie in Abbildung 4.18. Nach 50 s zeigt auch die transversale Alfvén-Mode gekrümmte Phasenflächen, die wieder auf die Fast-Mode als Anregungsmechanismus der Alfvénwellen deuten. Würden sich die Alfvénwellen bzw. die Feldlinienresonanzen selbständig ausbreiten, so wären die Phasenflächen schon zu Beginn gerade entlang der Feldlinien ausgerichtet. Nach 500 s (unteres Bild) haben sich dann über dem gesamten Feldlinientorus Resonanzen, also stehende Wellen, ausgebildet. Die Phasenflächen verlaufen parallel zu den Feldlinien und senkrecht dazu an den Knoten der stehenden Wellen.

Für eine Untersuchung der azimutalen Phasengeschwindigkeit entlang einer Feldlinie werden anstelle der für den ersten Teil dieses Abschnitts verwendeten azimutalen Referenzlinie Registrierungen an Gitterpunkten entlang einer Feldlinie des resonanten Torus auf der Morgenseite der Modellmagnetosphäre verwendet. Abbildung 4.20 zeigt die Amplituden und Phasenprofile der azimutalen b_ϕ Komponente (oberes Bild) und der feldparallelen b_μ Komponente (unteres Bild) für die resonante Frequenz, aufgetragen über dem radialen Abstand der entsprechenden Gitterpunkte entlang der Feldlinie. Bei b_ϕ zeigt sich deutlich die Struktur einer stehenden Welle. Die Phase ist konstant und springt um 180° an den Stellen, an denen die Amplitude einen Knoten aufweist. Die kompressible Fast-Mode hat Knoten an der Ionosphäre und ein weiteres Minimum am Äquator. Die Phase ändert sich nur wenig entlang der Feldlinie.

Anhand von zwei azimutal benachbarten Feldlinien läßt sich analog zu den Gleichungen (4.43) und (4.44) die azimutale Phasengeschwindigkeit für die resonante Frequenz entlang der Feldlinie ermitteln. Für beide Wellenmoden ist sie in Abbildung 4.21 entlang der Feldlinie aufgetragen. Die Ausbreitung der Phasenfronten der Alfvén-Mode geschieht mit konstanter Winkelgeschwindigkeit. Die azimutale Phasengeschwindigkeit ist damit eine Funktion des Radius, bzw. des radialen Abstands des entsprechenden Gitterpunktes, und hat damit in Abbildung 4.21 (durchgezogene Linie) einen linearen Verlauf. Der Peak entlang der Feldlinie entspricht der Position des Knotens der stehenden Welle. Auch die Fast-Mode (gestrichelte Linie) hat eine niedrigere Phasengeschwindigkeit an der Ionosphäre, allerdings ist die Beziehung zum Radius nicht linear. Entlang der gesamten Feldlinie liegt die azimutale Phasengeschwindigkeit der Fast-Mode oberhalb der der Alfvén-Mode. Zur Orientierung

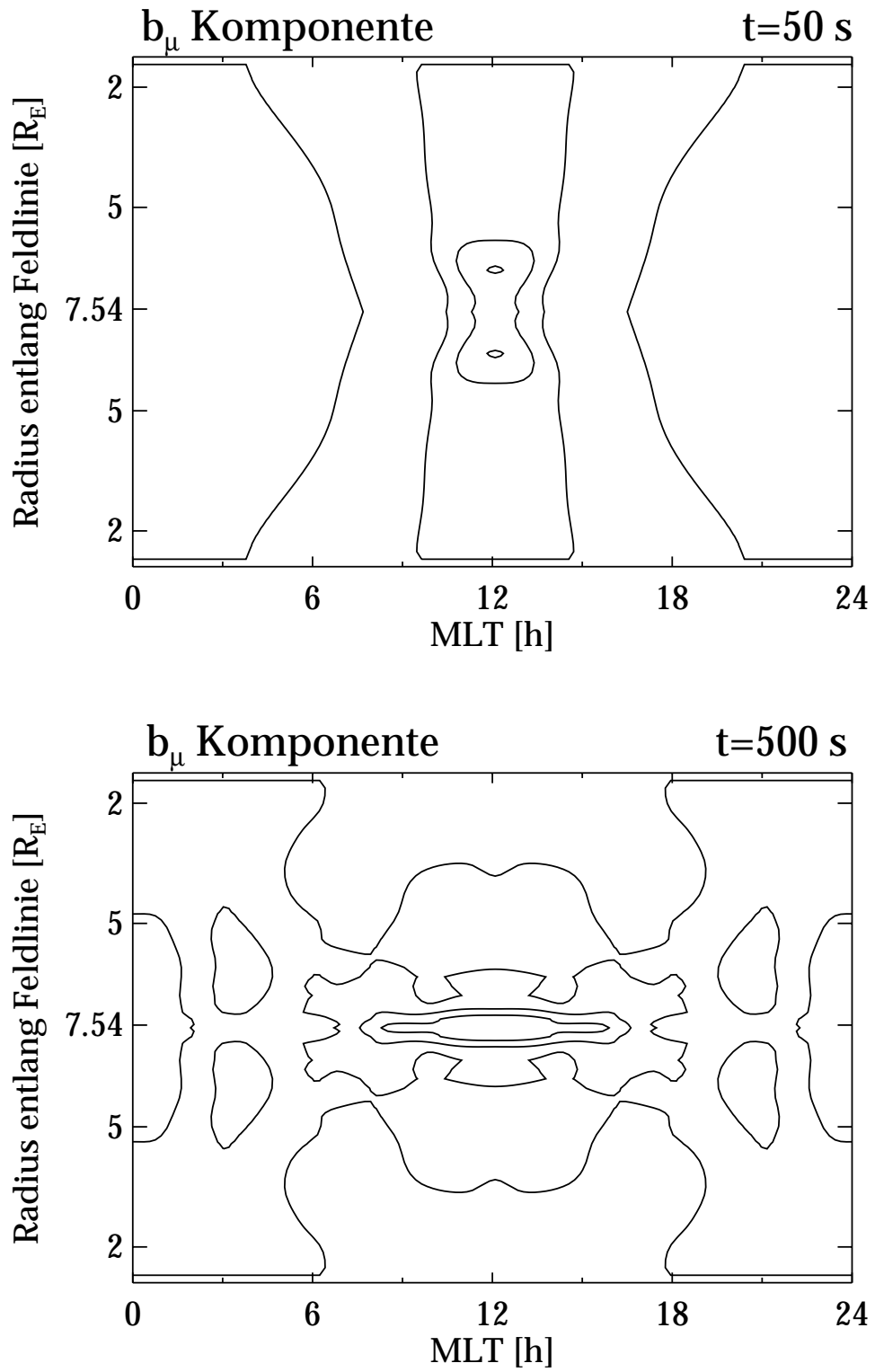


Abbildung 4.18: Konturen der Amplitude von b_μ entlang des resonanten Torus nach 50 s (oberes Bild) und nach 500 s (unteres Bild).

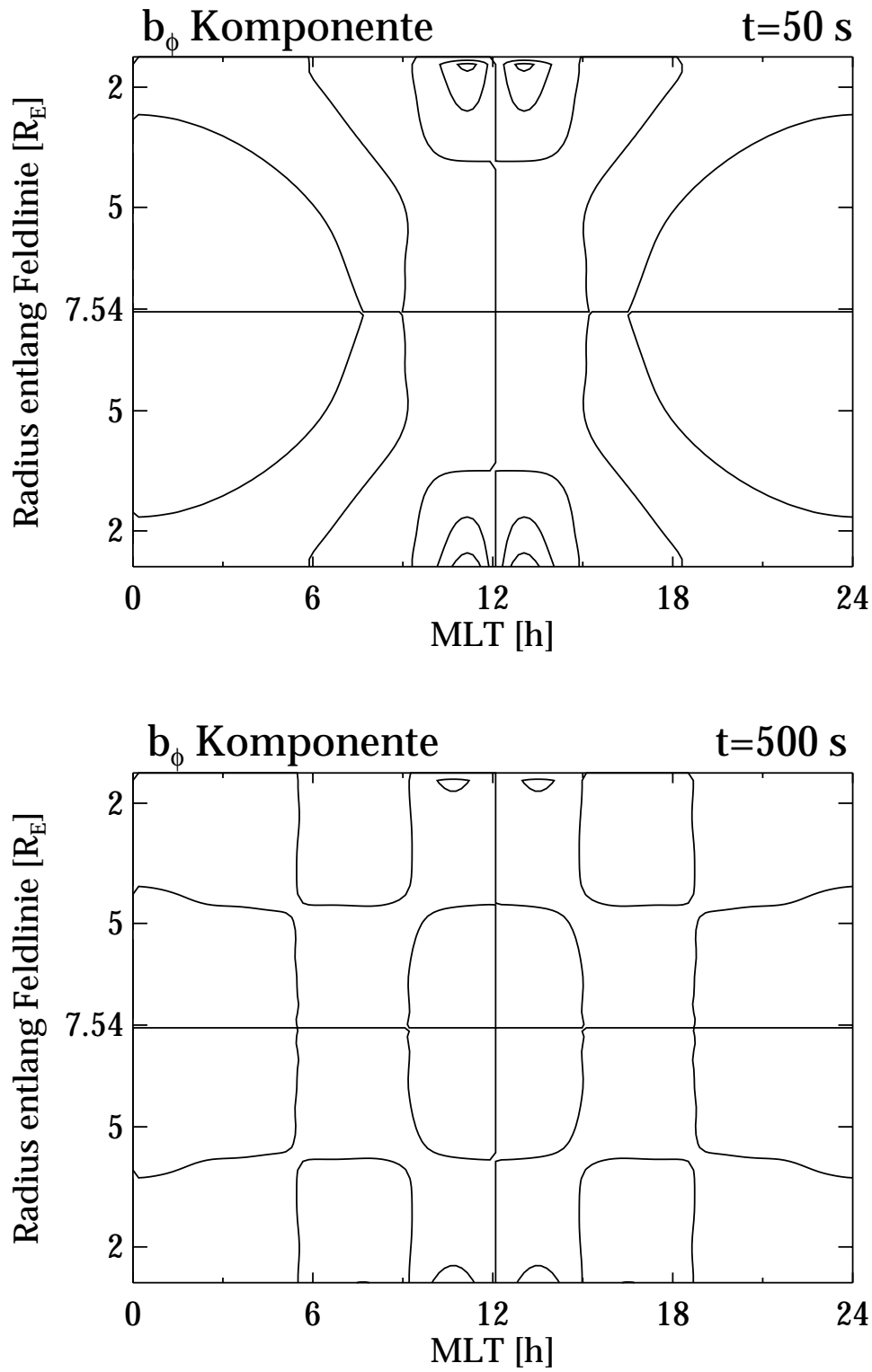


Abbildung 4.19: Konturen der Amplitude von b_ϕ entlang des resonanten Torus nach 50 s (oberes Bild) und nach 500 s (unteres Bild).

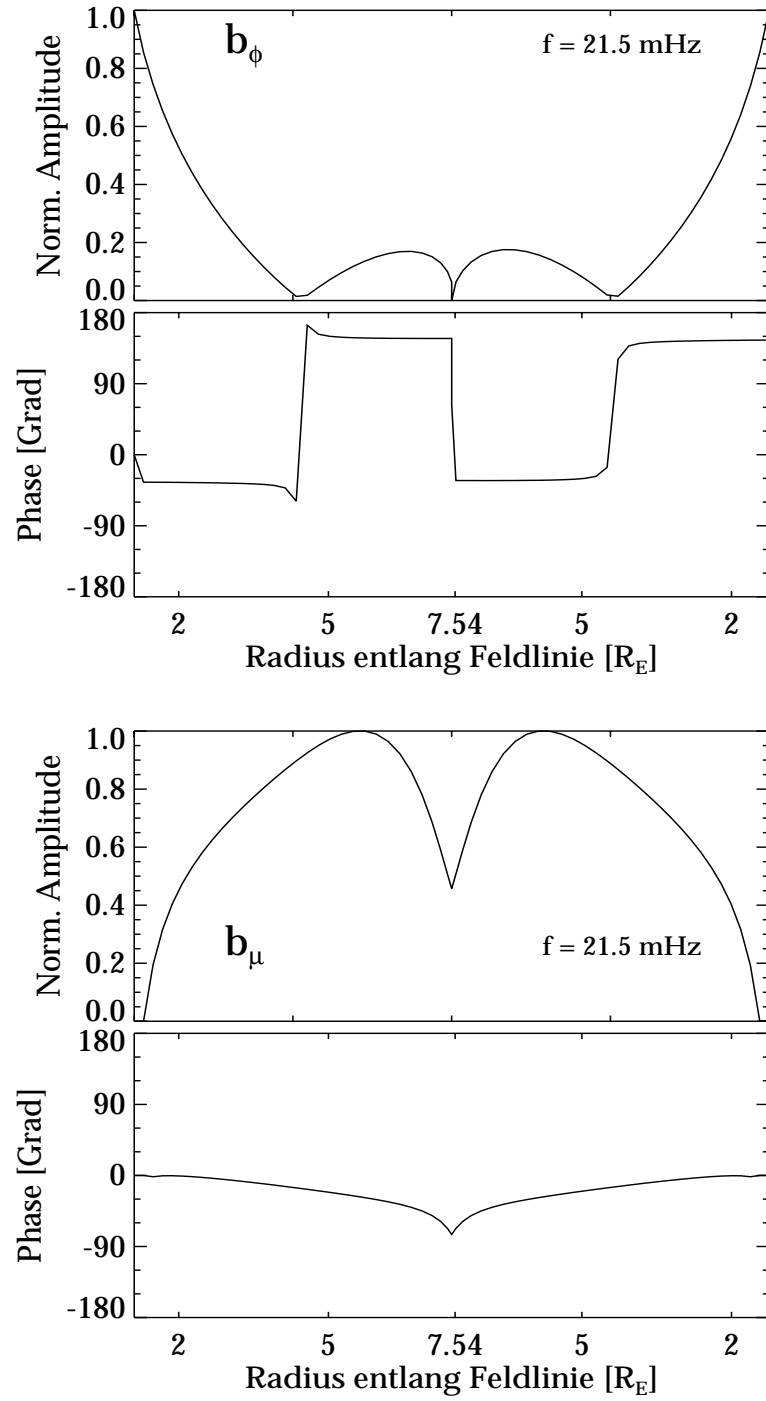


Abbildung 4.20: Profil der Amplitude und Phase der azimuthalen b_ϕ (oberes Bild) und der feldparallelen b_μ (unteres Bild) Komponente für die Frequenz $f = 21.5 \text{ mHz}$ entlang der resonanten Feldlinie.

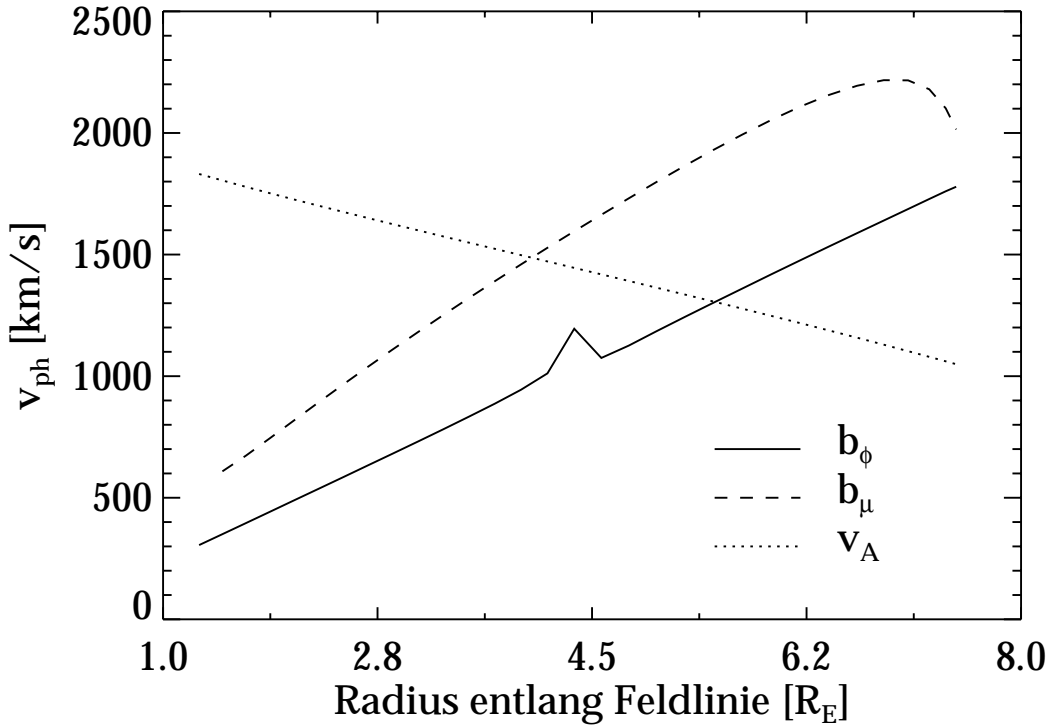


Abbildung 4.21: Profil der azimutalen Phasengeschwindigkeit v_{ph} von b_ϕ (durchgezogene Linie) und b_μ (gestrichelte Linie) entlang der Feldlinie. Ebenfalls eingetragen ist der Verlauf der Alfvéngeschwindigkeit (gepunktete Linie).

ist in der Abbildung auch das Profil der lokalen Alfvéngeschwindigkeit (gepunktete Linie) eingetragen. Aufgrund der inhomogenen Hintergrundbedingungen steigt diese zur Ionosphäre hin an. Hier zeigt sich wieder einmal, daß die azimutale Phasengeschwindigkeit einer Welle in keinem direkten Zusammenhang mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit stehen muß.

Anhand der Phasenprofile lassen sich auch die feldparallelen Phasengeschwindigkeiten der beiden Mode berechnen, wobei an die Stelle der dimensionslosen Wellenzahl die reale Wellenlänge entlang der Feldlinie tritt. Bei der Alfvén-Mode macht dies allerdings keinen Sinn, da bei einer stehenden Welle die feldparallele Phasengeschwindigkeit unendlich hoch ist. Auch bei der Fast-Mode liegt sie abseits von der Äquatorebene deutlich oberhalb der lokalen Alfvéngeschwindigkeit, was auf eine Ausbreitung der Wellen in vorrangig transversaler Richtung hindeutet.

Auch die radiale Phasengeschwindigkeit der Feldlinienresonanzen kann mit dem gleichen Verfahren anhand von Registrierungen entlang einer Referenzlinie in radialer Richtung im Morgensektor der Modellmagnetosphäre ermittelt werden. Für die resonante Frequenz ist das radiale Profil der normierten Amplitude der spektralen Dichte und der radialen Phasengeschwindigkeit in Abbildung 4.22 dargestellt. An

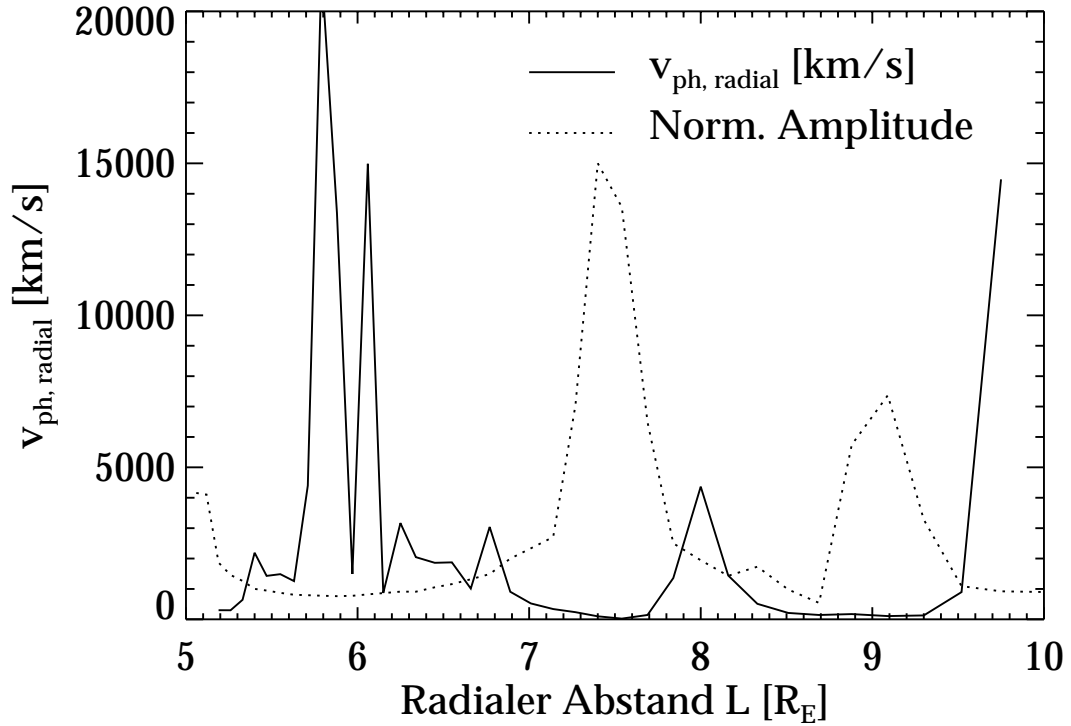


Abbildung 4.22: Radiales Profil der radialen Phasengeschwindigkeit $v_{ph, radial}$ von b_ϕ für die Frequenz $f = 21.5$ mHz an der Flanke des Modells am Äquator. Ebenfalls eingetragen ist der Verlauf der Amplitude der spektralen Dichte (gepunktete Linie).

den Feldlinienresonanzen ist $v_{ph, radial} \approx 0$, da in radialer Richtung ein Phasensprung von 180° über jede Resonanz hinweg auftritt. Dazwischen kann die radiale Phasengeschwindigkeit allerdings sehr hohe Werte einnehmen, was auf eine Ausbreitung vorrangig in azimuthaler bzw. feldparalleler Richtung hinweist.

4.4.7 Die Aufhebung der Axialsymmetrie

Eine radiale Verbreiterung bzw. Ausbreitung der Feldlinienresonanzen ist aufgrund der Variation der Eigenfrequenzen der Feldlinien nicht möglich. Es treten zwar in der gesamten Modellmagnetosphäre kompressible Wellen mit entsprechender Frequenz auf und regen auch lokal Alfvénwellen an, allerdings können sich letztere nicht zu Feldlinienresonanzen ausbilden, außer entlang des resonanten Feldlinientorus. Dies läßt sich recht einfach an dem Fall einer inhomogenen Dichteverteilung in azimuthaler Richtung demonstrieren. Die Axialsymmetrie der Hintergrundbedingungen wird dazu im numerischen Modell aufgehoben. Abbildung 4.23 zeigt die Ergebnisse für den Fall einer linearen Verdopplung der Plasmadichte in azimuthaler Richtung von der Tagseite bis in den Mitternachtsektor. Im oberen Bild sind die Konturen konstanter Eigenperioden der Feldlinien (durchgezogene Linie) und der Alfvéngeschwindigkeit

am Äquator über der Lokalzeit und dem radialen Abstand aufgetragen. Die Darstellung im unteren Bild entspricht der aus Abbildung 4.14, wo die über die Feldlinie aufintegrierte Energie der azimutalen b_ϕ Komponente der magnetischen Störung zu verschiedenen Zeiten gezeigt ist. Die Energie der Feldlinienresonanz, die sich nahe der Anregung wieder bei $L = 7.54$ ausbildet, breitet sich azimutal immer weiter in Richtung zur Plasmapause aus. Der Vergleich des Energieverlaufs mit den Konturen konstanter Eigenperioden der Feldlinien macht deutlich, daß sich die Feldlinienresonanzen, nach wie vor in ihrer jeweils radialen Ausdehnung eingeschränkt, entlang des resonanten Feldlinientorus ausbilden.

Abbildung 4.24 zeigt entsprechende Darstellungen für den Fall einer Verfünffachung der Plasmadichte bis in den Mitternachtsektor. Wie schon im Fall der Verdopplung der Dichte treten an den Flanken und auf der Nachtseite der Magnetosphäre weitere Feldlinienresonanzen im Bereich niedrigerer Eigenfrequenzen der Feldlinien auf, die im Fall der homogenen Dichteverteilung in azimutaler Richtung (siehe Abbildung 4.14) nicht sehr energiereich sind. Desweiteren tritt hier der Fall auf, daß sich die dominanten Feldlinienresonanzen, die auf der Tagseite bei $L = 7.54$ angeregt werden, nicht bis in den Mitternachtsektor hinein ausbilden. Dies kann zum Beispiel damit zusammenhängen, daß die kompressiblen Wellen an den starken Gradienten der Hintergrundbedingungen reflektiert werden und somit im Bereich auf der Nachtseite nicht ausreichend Energie zur Verfügung stellen, um entsprechend energiereiche Feldlinienresonanzen anzuregen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen der azimutalen Gradienten der Plasmadichte lassen sich auch auf die reale Magnetosphäre übertragen. Es ist vorstellbar, daß die Feldlinienresonanzen entlang des resonanten Feldlinientorus bis zur Plasmapause gelangen. Dort wird die weitere Ausbildung dann aufgrund der starken Gradienten der Plasmadichte unterbunden und die von den kompressiblen Wellen in die Feldlinienresonanzen eingespeiste Energie kann nicht bis in die Nachtseite transportiert werden, was dem in Kapitel 3 beschriebenen Szenarium entspricht (Abbildung 3.1).

4.5 Diskussion

In den vorangegangenen Abschnitten 4.1-4.4 hat sich gezeigt, wie sich isotrope, kompressible Wellen in der gesamten Magnetosphäre ausbreiten. Ihre Kopplung mit den transversalen Alfvénwellen, die sie jeweils lokal anregen, führt an einigen Feldlinien zur Ausbildung von Feldlinienresonanzen. Da sich die Energie der Fast-Mode mit der Gruppengeschwindigkeit v_g durch die Magnetosphäre bewegt, scheinen sich auch Feldlinienresonanzen mit der gleichen Geschwindigkeit entlang der jeweils resonanten Feldlinientori auszubreiten.

Feldlinienresonanzen dienen quasi als lokale Energiespeicher. Ohne die Kopplung der beiden MHD-Moden würden die kompressiblen Wellen ihre Energie einfach durch die Magnetosphäre transportieren, so aber kommt es lokal zu einer Ansammlung hoher Energie in Form von Störungen des magnetischen und elektrischen Feldes großer

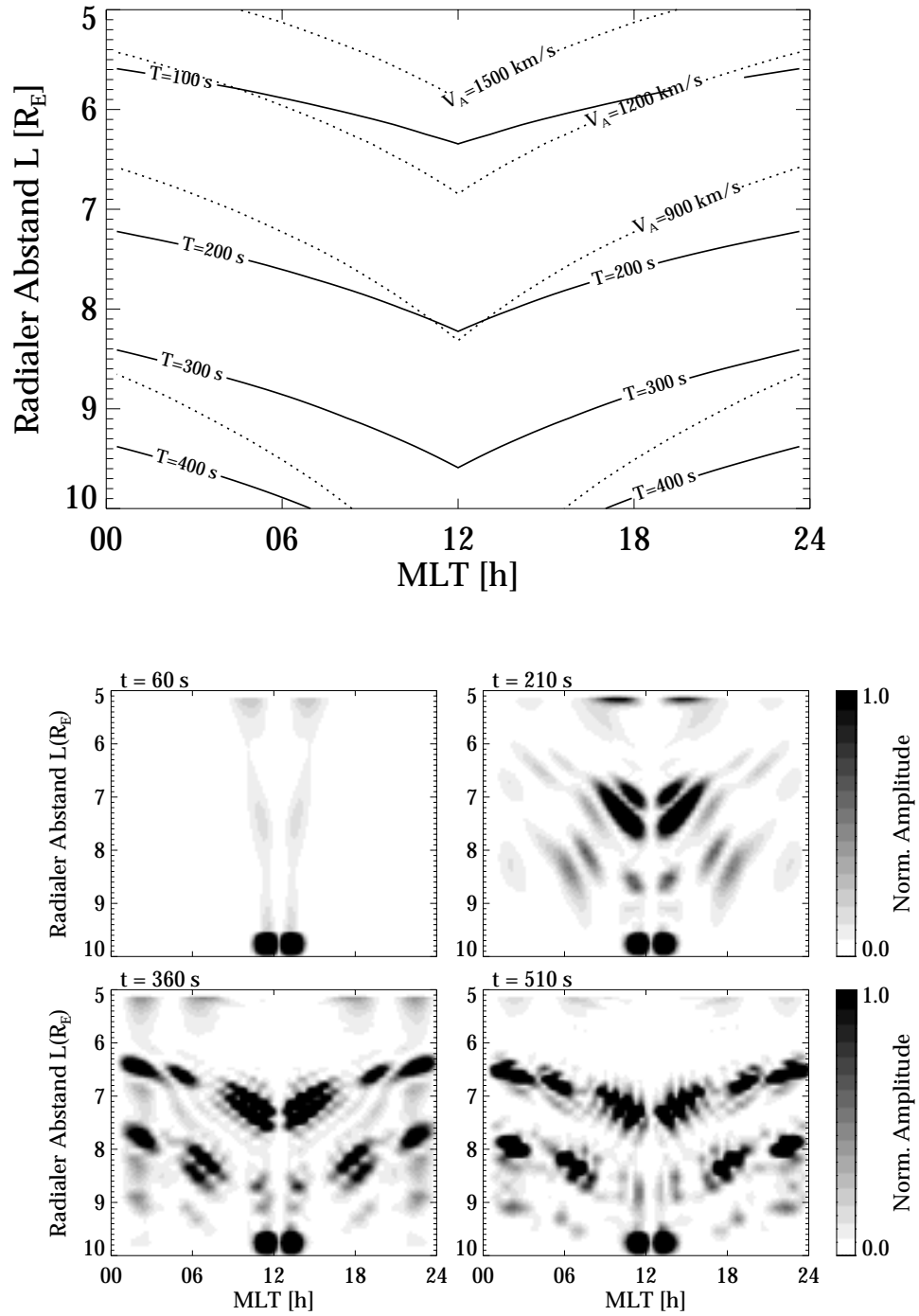


Abbildung 4.23: Ergebnisse bei einer Verdopplung der Plasmadichte in azimuthaler Richtung. Oberes Bild: Konturen konstanter Eigenperioden der Feldlinien (durchgezogene Linie) und der lokalen Alfvéngeschwindigkeit (gepunktete Linie). Unteres Bild: Die zeitliche Entwicklung der entlang der Feldlinien integrierten Energie der azimuthalen Magnetfeldkomponente.

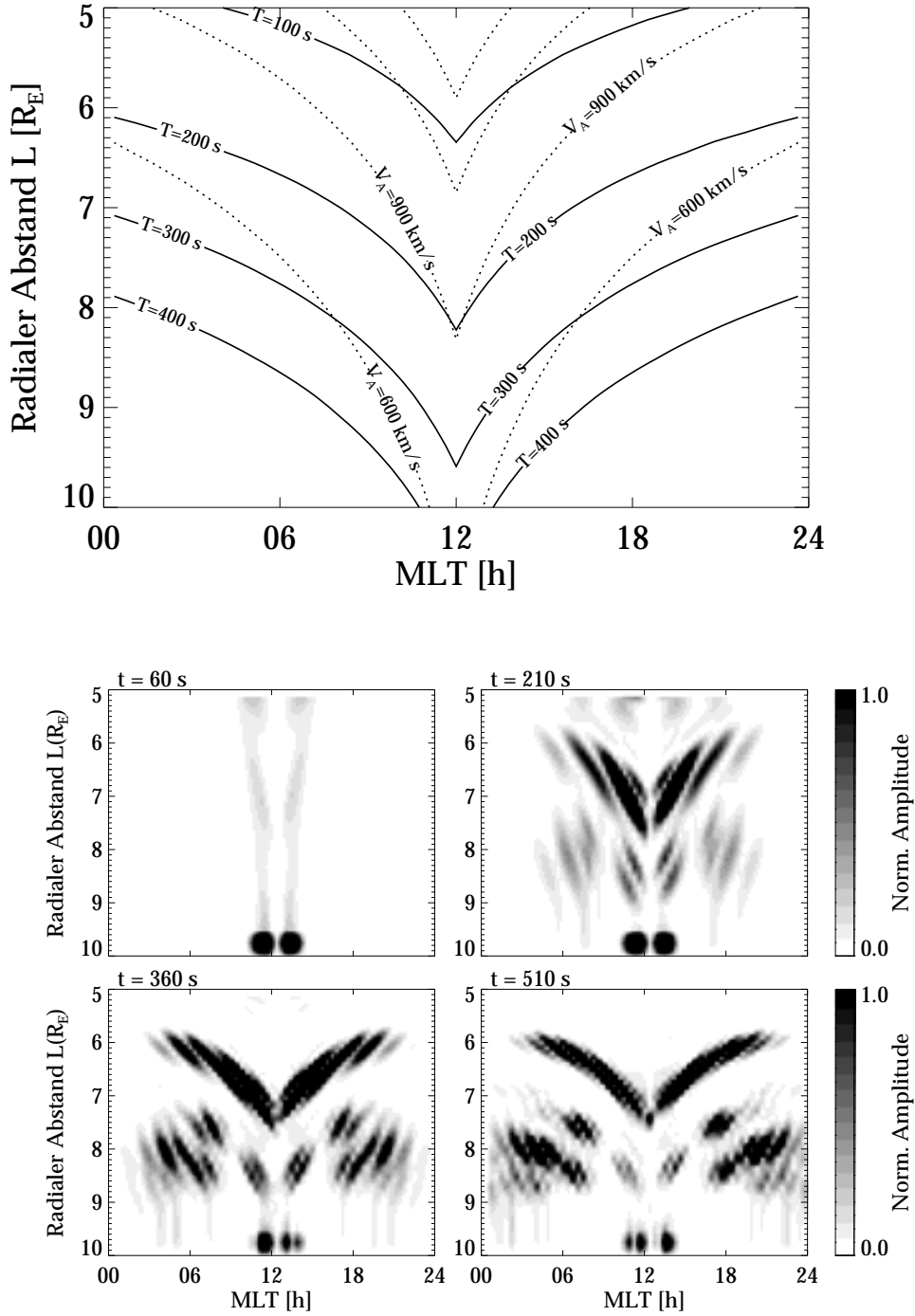


Abbildung 4.24: Ergebnisse bei einer Verfünffachung der Plasmadichte in azimuthaler Richtung. Oberes Bild: Konturen konstanter Eigenperioden der Feldlinien (durchgezogene Linie) und der lokalen Alfvéngeschwindigkeit (gepunktete Linie). Unteres Bild: Die zeitliche Entwicklung der entlang der Feldlinien integrierten Energie der azimuthalen Magnetfeldkomponente.

Amplituden. Bezüglich des Energietransports innerhalb der Magnetosphäre entsteht somit ein auf die jeweils resonanten Feldlinientori räumlich beschränkter Energiefluß, der bis in den Mitternachtsektor reichen kann. Dies entspricht dem in Kapitel 2 vorgestellten Konzept der magnetosphärischen Linse (siehe auch Abbildung 2.1).

In dem numerischen Modell der Dipolmagnetosphäre treten bei $L = 7.54$ typische Geschwindigkeiten des Energieflusses von 500 km/s in azimuthaler Richtung auf. Die Energie einer im Mittagsektor angeregten Welle benötigt damit etwa 5 min, um sich bis in den Mitternachtsektor fortzubewegen. Samson and Harrold [1992] modellieren ein Modell des Wellenleiters in der Form, daß die dominierenden Frequenzen mit beobachteten Frequenzen von Feldlinienresonanzen übereinstimmen. Als Gruppengeschwindigkeit entlang des Wellenleiters erhalten sie $v_g = 20\text{--}80$ km/s, was einer Ausbreitungszeit von der Tag- bis in die Nachtseite von 2-3 h entspricht. Diese Geschwindigkeit ist erheblich niedriger als die Ergebnisse des numerischen Modells. Dies ist in erster Linie auf die kompliziertere Dipolgeometrie und die Wahl der Hintergrundbedingungen zurückzuführen.

Die numerischen Modellrechnungen haben gezeigt, daß Alfvénwellen bzw. Feldlinienresonanzen ihre Energie nicht selbständig in radialer oder azimuthaler Richtung transportieren können. Die Tatsache, daß sie in der Magnetosphäre über große Distanzen hinweg beobachtet werden, läßt Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Anregungsmechanismus zu. Zunächst muß die Anregung lokal erfolgt sein. Dies bedeutet, die Quelle ist oder zumindest war ebenfalls über die entsprechende Distanz ausgedehnt. Im Hinblick auf die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit, in denen Feldlinienresonanzen von der kompressiblen Fast-Mode angeregt werden, entsprechen außerdem die Phasenfronten beobachteter Alfvénwellen denen der anregenden kompressiblen Wellen. Damit stimmen die beobachteten azimuthalen Phasengeschwindigkeiten der alfvénischen Störungen mit denen der anregenden Fast-Mode überein und können für die in den theoretischen Modellen abgeleiteten Beziehungen für die Ausbreitung isotroper Wellen verwendet werden.

Die Beobachtungen azimuthaler Phasengeschwindigkeiten alfvénischer Störungen auf der Basis von Satellitenmessungen, wie sie in Kapitel 2 diskutiert wurden, geben somit indirekt Hinweise auf azimuthale Gruppengeschwindigkeiten der anregenden Fast-Mode und damit die Geschwindigkeit des azimuthalen Energietransports. Auch wenn es sich bei den gemessenen Geschwindigkeiten um dynamische Größen handelt [Wielandt, 1993], die von den globalen Eigenschaften des Mediums abhängig sind und nicht, wie die strukturellen Größen, in direktem Zusammenhang mit den lokalen Hintergrundbedingungen stehen, kann man analog zu (4.31) und der Abschätzung wie im numerischen Modell in Abschnitt 4.4.5 anhand der beobachteten Frequenz und der Länge der Feldlinie näherungsweise eine effektive Alfvéngeschwindigkeit entlang der Feldlinie berechnen. Für die Beobachtung von Takahashi et al. [1984a], die eine azimuthale Phasengeschwindigkeit von 1700 km/s gemessen haben, entspricht die alfvénische Störung nach ihren Angaben der dritten Harmonischen mit einer Frequenz von 34 mHz. Nimmt man am geostationären Orbit ein Dipolfeld an, so

ergibt sich die Länge der Feldlinien dort zu $9 \cdot 10^4$ km. Hieraus folgt eine effektive Alfvéngeschwindigkeit von 1 022 km/s. Mit (4.30) erhält man daraus eine azimutale Gruppengeschwindigkeit von 615 km/s, wonach die Wellen etwa 3.5 min benötigen, um sich von der Tagseite bis in den Mitternachtsektor der Magnetosphäre auszubreiten. Dieses Ergebnis stimmt gut mit den numerischen Modellrechnungen aus Abschnitt 4.4 überein.

Es ist noch zu klären, wie realistisch und effektiv die Ausbreitung von Energie von der Tag- bis in die Nachtseite der Magnetosphäre ist. Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben wurde, unterliegen MHD-Wellen einer Reihe verschiedener Einflüsse der Quelle, des Mediums, der Grenzflächen und der Region des Auftretens. Oft diskutiert wird in diesem Zusammenhang die Dämpfung der Alfvénwellen und Feldlinienresonanzen durch die Ionosphäre. Breiteten sich Alfvénwellen selbständig aus, so würde aufgrund dieser Dämpfung schon nach kurzer Zeit keine Energie mehr zur Verfügung stehen und die Feldlinienresonanzen könnten die Nachtseite sicherlich nicht erreichen. Da sie aber jeweils lokal durch propagierende kompressible Wellen angeregt werden, spielt die ionosphärische Dämpfung für die azimutale Ausbreitung keine so wichtige Rolle, da sie auf die Fast-Mode keinen derart starken Einfluß hat wie auf die Alfvén-Mode. Wichtiger ist zum Beispiel die Beschaffenheit der Quelle, die lange genug Energie liefern muß, um eine Ausbreitung der Fast-Mode bis auf die Nachtseite zu unterstützen. Desweiteren muß das Medium, durch welches die kompressiblen Wellen propagieren, vor allem in azimutaler Richtung in der Umgebung des resonanten Feldlinientorus so beschaffen sein, daß die Wellen nicht an starken Gradienten der Hintergrundbedingungen reflektiert werden.

Auch wenn die theoretischen Modelle, die in diesem Kapitel verwendet wurden, die Ausbreitung der Energie anschaulich darstellen, so können letztendlich nur Beobachtungen der Magnetosphäre näheren Aufschluß auf die Effektivität des Energietransports durch MHD-Wellen geben, da jedes dieser Modelle eine Reihe von Vereinfachungen enthält und damit keinen wirklichen Beweis liefern kann. Im folgenden Kapitel werden daher Satelliten- und Bodenbeobachtungen auf diese Frage hin untersucht.

5 Beobachtung transversaler Wellenaktivität in der Magnetosphäre

Die transversale Wellenaktivität im Pc 5 (1-10 mHz) und im Pc 3-4 (10-100 mHz) Frequenzbereich läßt sich in der Magnetosphäre im wesentlichen auf stehende Wellen und Feldlinienresonanzen zurückführen. Die Frage, ob sich die mit ihnen verbundene Energie bis in die Nachtseite ausbreiten kann, um dort eventuell eine relevante Rolle für andere dynamische Prozesse zu spielen, läßt sich anhand einzelner Ereignisse nur schwer beantworten. Da die zur Verfügung stehenden Satelliten nur einzelne Meßpunkte darstellen, kann eine Separation der registrierten Variationen des magnetischen Feldes nach Zeit und Raum nicht durchgeführt werden. Damit ist eine detaillierte Untersuchung der Ausbreitung von Wellen nicht möglich. In diesem Kapitel wird daher versucht, anhand von Lokalzeitverteilungen der Wellenaktivität und verschiedener Parameter der Wellen, wie Wellenzahl und Frequenz, Aussagen darüber zu machen, ob der Transport von Energie durch MHD-Wellen ein typisches und damit effektives Phänomen darstellt.

5.1 Lokalzeitverteilung transversaler Pc 5 Pulsationen am Boden und in der Magnetosphäre

Die Untersuchung von Wellenereignissen im Pc 5 Frequenzbereich birgt die Schwierigkeit, daß die Wellen regelmäßig, vor allem auf der Abend- und Nachtseite der Magnetosphäre, von breitbandiger magnetischer Aktivität überlagert sind. Dadurch sind sie mit einfachen Methoden, wie etwa dynamischen Spektren, häufig nur schwer zu identifizieren. Ausgangspunkt dieses Abschnitts ist daher eine statistische Untersuchung der Lokalzeitverteilung der Wellenaktivität im Pc 5 Frequenzbereich.

Neben der Frage nach der typischen spektralen Energie auf der Nachtseite erweist sich vor allem der direkte Vergleich der bodengestützten Registrierungen mit den Satellitendaten als sehr interessant. Die Wellenaktivitäten zeigen dabei deutliche Unterschiede hinsichtlich ihrer Lokalzeitverteilung. In Kapitel 2 wurden bereits einige frühere Arbeiten vorgestellt, die diese Unterschiede in erster Linie auf eine Variation der azimuthalen Wellenzahl m der transversalen Wellen mit der Lokalzeit zurückführen. Das Verständnis der Prozesse oder Eigenschaften, die zu diesen unterschiedlichen Ergebnissen führen, ist von größter Wichtigkeit für eine sinnvolle Auswertung von Registrierungen an der Erdoberfläche. Die folgenden Untersuchungen werden zeigen, daß die radiale Ausdehnung der Resonanzstrukturen, also die radiale Wellenzahl, die dominierende Rolle spielt.

5.1.1 Die Daten

Für die statistische Analyse in diesem Teil der Arbeit stehen zwei Datensätze von Juli-Dezember 1993 zur Verfügung, und zwar von der Bodenstation KEVO in Skandinavien und vom geostationären Satelliten GOES 6.

GOES 6 war der achte einer Reihe von der NASA entwickelter, geostationärer Satelliten und wurde am 28.04.1983 gestartet. Der Satellit befand sich ursprünglich bei 135°W , wurde allerdings später verschoben und befand sich im Zeitraum Juli-Dezember 1993 zwischen 74.9 und 83.4°W ($\Rightarrow \text{MLT} \approx \text{UT} - 5.5 \text{ h}$). Der Orbit hatte eine Inklination von 0.27° , ein Apogäum von $35\,796.2 \text{ km}$ und ein Perigäum von $35\,775.2 \text{ km}$ bei einer Periode von $1\,436 \text{ min}$.

Der Satellit trug verschiedene Instrumente: ein *Visible Infrared Spin-Scan Radiometer* (VISSR) *Atmospheric Sounder* (VAS) für hochqualitative Aufnahmen der Wolkenbedeckung am Tag und in der Nacht und für verschiedene Temperaturbestimmungen des Erde-Atmosphären Systems; ein *Data Collection System* (DCS), welches meteorologische Daten, u.a. auch von abgelegenen Stationen an der Erdoberfläche, sammelte und an zentrale Bodenstationen weitergab; letztlich ein *Space Environment Monitor System* (SEM), welches Messungen von Protonen und Elektronen, solarer Röntgenstrahlung und dem magnetischen Feld durchführte.

Das Fluxgate Magnetometer befand sich an einem Ausleger einige Meter entfernt vom Satelliten und war konstruiert, um die orthogonalen Komponenten des magnetischen Feldes zu messen. B_z liegt parallel zur Spinachse und damit ungefähr parallel zur Rotationsachse der Erde. B_x zeigt in Richtung zum Erdmittelpunkt und B_y ostwärts in die azimutale Richtung. Das Magnetometer hat einen Meßbereich von $\pm 400 \text{ nT}$, eine Auflösung von 0.1 nT über einen Bereich von $\pm 50 \text{ nT}$ und eine Abtastzeit von 0.75 s . Je vier Werte werden zusammen zur Erde übermittelt, von denen der größte und der kleinste Wert gelöscht wird. Gespeichert wird nur der Mittelwert der beiden mittleren Werte, was zu einer zeitlichen Auflösung der aufgearbeiteten Daten von $\Delta t = 3 \text{ s}$ führt. Es ist nicht bekannt, zu welcher Zeit diese registriert werden, was die zeitliche Ungenauigkeit der Messungen erhöht.

Bei dem vorliegenden Datensatz ist nur die genaue Ausrichtung der parallel zur Spinachse gerichteten Komponente bekannt, nicht aber die der beiden transversalen Komponenten. Daher wird die transversale Aktivität unter Verwendung beider Komponenten berechnet.

Die Station Kevo ist Teil des IMAGE Magnetometerkreuzes in Skandinavien [Lühr et al., 1984] und liegt bei 69.76° geographischer Breite und 27.01° geographischer Länge ($\Rightarrow \text{MLT} = \text{UT} + 1.8 \text{ h}$). Als Maß der transversalen Wellenaktivität wird bei Kevo nur die B_x Komponente (Nord-Süd Komponente) verwendet, da diese gegenüber der B_y Komponente (Ost-West) klar dominiert.

Abbildung 5.1 zeigt die geographischen Koordinaten der IMAGE Magnetometerkette in Skandinavien (kleine Punkte), der Station Kevo (großer Punkt) und der

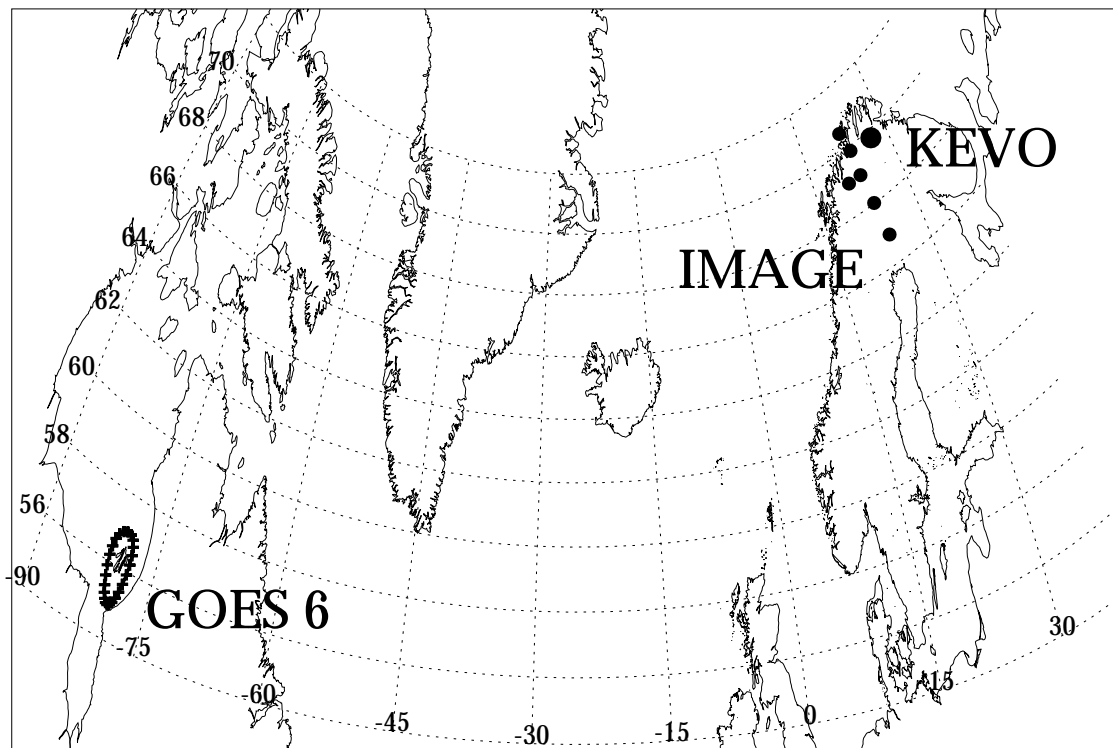


Abbildung 5.1: Geographische Koordinaten der IMAGE Magnetometerkette in Skandinavien (kleine Punkte), der Station Kevo (großer Punkt) und der Fußpunkte der Feldlinie, auf der GOES 6 im Verlauf des 01.07.1993 gemessen hat.

Fußpunkte der Feldlinie, auf der GOES 6 im Verlauf des 01.07.1993 gemessen hat. Die Fußpunkte erhält man mit Hilfe des Tsyganenko-Modells [Tsyganenko, 1987, 1989] und dem Kp Index des entsprechenden Zeitraums, indem man die Feldlinien des Erdmagnetfeldes von der Erdoberfläche bis zur Äquatorebene verfolgt. Die großen Distanzen zwischen den Orten der Registrierungen, sowohl in den Breiten- als auch in den Längengraden, machen deutlich, daß ein Vergleich einzelner simultaner Ereignisse anhand von Registrierungen dieser beiden Meßstationen nicht sinnvoll wäre. Da für die statistische Untersuchung jedoch Daten eines langen Zeitraums von 6 Monaten verwendet werden, sind die geographischen Distanzen nicht von Bedeutung.

Zur weiteren Information werden außerdem Sonnenwinddaten der Satelliten IMP 8 und GEOTAIL herangezogen, die aber lediglich dazu dienen, um Tage mit unterschiedlichen Sonnenwindgeschwindigkeiten zu klassifizieren. Hierzu werden Tagesmittelwerte berechnet, sofern von mindestens 6 Stunden des Tages Beobachtungen vorliegen. Es werden Daten von zwei Satelliten verwendet, um eine bessere zeitliche Abdeckung zu erhalten.

Von beiden Datensätzen des magnetischen Feldes bei Kevo und GOES 6 werden

Spektralanalysen durchgeführt. Bei den Daten der Bodenstation, die in einer Auflösung von 10 s vorliegen, werden jeweils Intervalle mit 720 Werten, also 2 h verwendet, bei den Satellitendaten jeweils 1024 Werte mit einer Auflösung von 3 s, also etwa 51 min. In jedem Intervall werden der Mittelwert und der lineare Trend subtrahiert und dann ein 5% Cosinus-Taper überlagert. Die Intervalle werden immer um eine halbe Stunde verschoben, um so eine kontinuierliche Darstellung mit der Lokalzeit von 48 Spektren pro Tag zu erhalten. Für die Untersuchungen des Pc 5 Frequenzbereichs wird in jedem Spektrum die Spektraldichte zwischen 2-10 mHz aufintegriert.

Um den typischen Tagesverlauf der transversalen Wellenaktivität im Pc 5 Frequenzbereich darzustellen, wird aus allen verfügbaren Tagen der Datensätze für den jeweiligen Lokalzeitabschnitt der Mittelwert der entsprechenden spektralen Energie gebildet. Dabei werden nur die Tage berücksichtigt, für die Informationen über die Sonnenwindgeschwindigkeit v_{sw} vorliegen. Es wird weiter nach eben dieser Geschwindigkeit klassifiziert, und zwar nach Tagen mit $v_{sw} < 400$ km/s, $400 < v_{sw} < 500$ km/s und $v_{sw} > 500$ km/s.

Vor allem auf der Abend- und Nachtseite der Magnetosphäre sind die Wellen häufig von breitbandiger magnetischer Aktivität überlagert. Um die Einflüsse dieser Aktivität im Pc 5 Bereich weitestgehend zu eliminieren, wird ein sogenannter Pc 5 Index I berechnet. Dieser entspricht dem Quotienten aus der aufintegrierten Spektraldichte im Pc 5 Bereich B_{Pc5}^2 und der aufintegrierten Spektraldichte des Frequenzbereichs von 0.2-100. mHz $\langle B_{total}^2 \rangle$:

$$I = \frac{B_{Pc5}^2}{\langle B_{total}^2 \rangle} . \quad (5.1)$$

Der Pc 5 Index ist ein Maß für schmalbandige Wellenaktivität im Pc 5 Frequenzbereich, da durch die Quotientenbildung die breitbandigen Anteile, wie sie etwa durch magnetische Teilstürme verursacht werden, eliminiert bzw. abgeschwächt werden [vom Stein and Glaßmeier, 1991]. Damit läßt sich die transversale Wellenaktivität in der Hauptsache auf stehende Wellen und Feldlinienresonanzen zurückführen.

$\langle B_{total}^2 \rangle$ dient in (5.1) quasi als Normierungsfaktor. Ein weiterer Faktor tritt in B_{Pc5}^2 auf, da dort das Quadrat der Amplitude b der entsprechenden Störung des magnetischen Feldes auf die Frequenz normiert wird. Der Zusammenhang zwischen dem Pc 5 Index und der Amplitude der Pc 5 Welle kann damit geschrieben werden als

$$I = \alpha^2 b^2 , \quad (5.2)$$

wobei α^2 die beschriebenen Normierungsfaktoren in sich vereint. Die quadratische Form ist aus Gründen der Vereinfachung im Hinblick auf die in diesem Abschnitt durchgeführten Analysen gewählt.

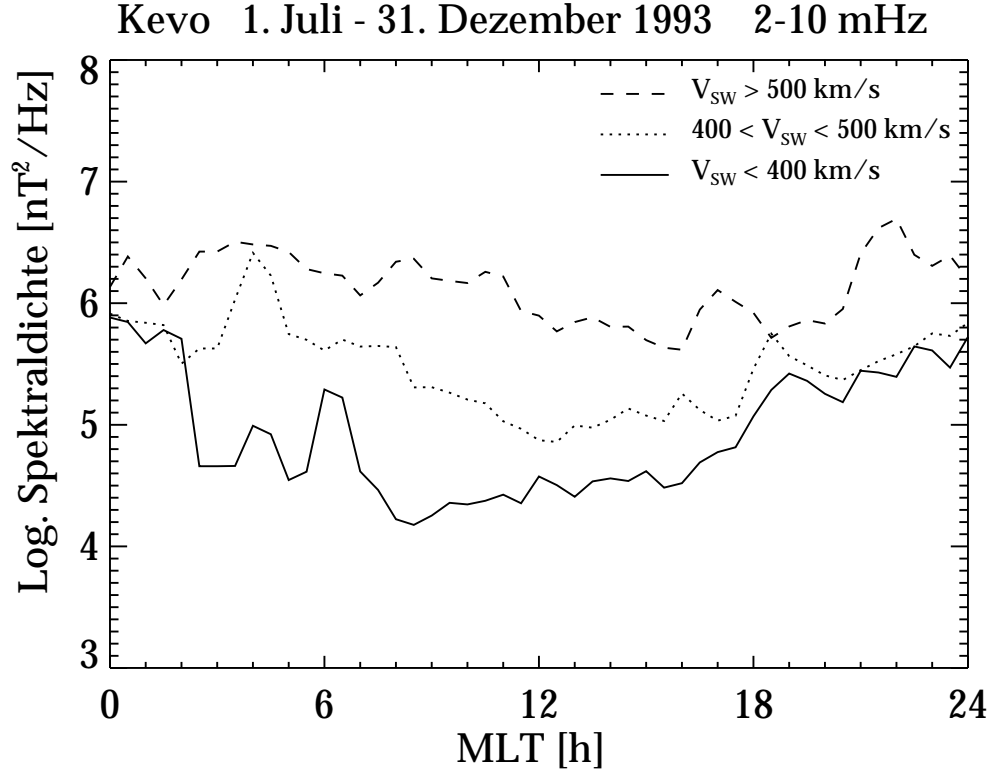


Abbildung 5.2: *Statistische Lokalzeitvariation der transversalen Wellenaktivität im Pc 5 Frequenzbereich, gemessen bei Kevo.*

5.1.2 Die Beobachtungen

Der typische Tagesverlauf der transversalen Wellenaktivität im Pc 5 Frequenzbereich bei Kevo ist in Abbildung 5.2 gezeigt. An ruhigeren Tagen mit niedrigen Sonnenwindgeschwindigkeiten v_{sw} ist ein leicht ansteigender Trend der Aktivität im Verlauf des Tages, beginnend in den späten Morgenstunden, zu erkennen. Tage mit höherer Sonnenwindgeschwindigkeit zeigen keine auffällige Tagesvariation der Aktivität, außer einem geringen Abfall im Nachmittagsektor.

Der in Abbildung 5.3 dargestellte statistische Verlauf des Pc 5 Index zeigt im Gegensatz zur Wellenaktivität im entsprechenden Frequenzbereich eine deutliche Variation mit der magnetischen Lokalzeit. Unabhängig von der Sonnenwindgeschwindigkeit tritt im Vormittagsbereich zwischen 06:00-12:00 MLT ein deutlicher Peak auf. Der Unterschied zur Aktivität in Abbildung 5.2 ist im wesentlichen dadurch zu erklären, daß im Pc 5 Index fast alle Einflüsse breitbandiger Quellen, wie etwa magnetischer Teilstürme, unterdrückt werden. Diese dominieren im Nachmittagsektor und auf der ganzen Nachtseite. So ist im Nachmittagsektor nur wenig und im Mitternacht- und frühen Morgensektor zwischen 22:00-06:00 MLT fast keine schmalbandige Aktivität im Pc 5 Bereich vorhanden. Dieses Ergebnis entspricht den oben diskutierten Beispielen von Bodenbeobachtungen aus der Literatur [Gupta, 1975; Olson and Rostoker, 1978; Rostoker et al., 1980].

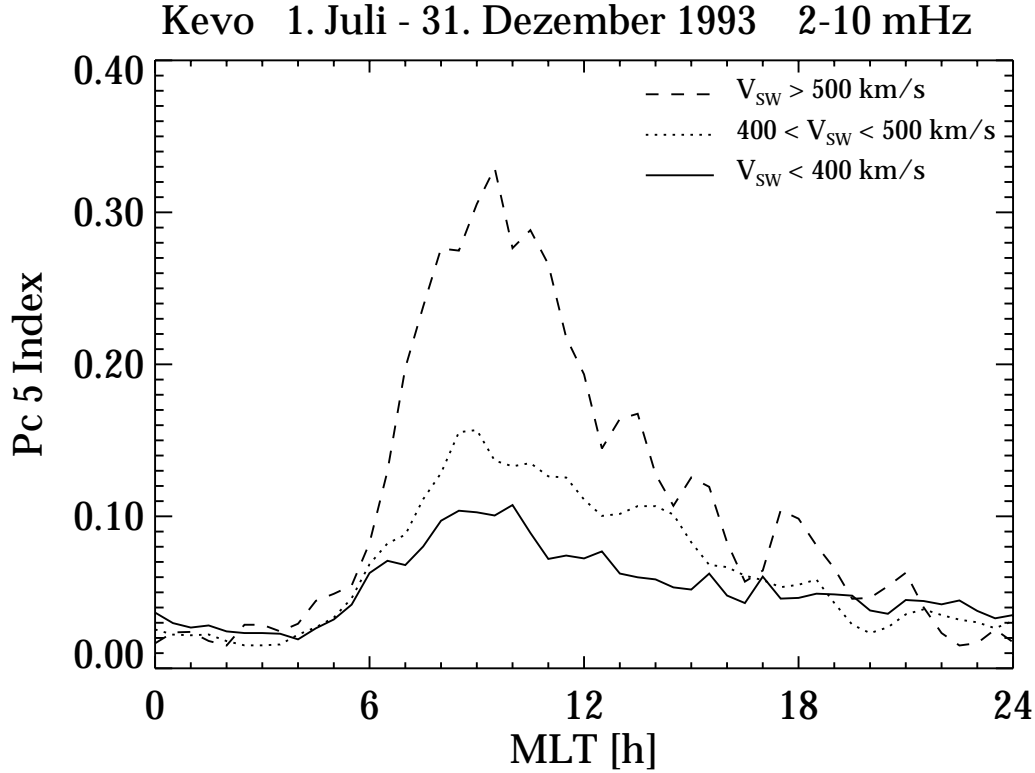


Abbildung 5.3: *Statistische Lokalzeitvariation des Pc 5 Index, gemessen bei Kevo.*

Die von GOES 6 registrierte transversale Wellenaktivität (siehe Abbildung 5.4) ist innerhalb einer Größenordnung relativ konstant. Lediglich an ruhigeren Tagen mit niedrigen Sonnenwindgeschwindigkeiten ist wieder ein leichter Anstieg im Laufe des Tages zu verzeichnen. Im Gegensatz zu den Registrierungen bei Kevo (siehe Abbildung 5.2) tritt allerdings an ruhigen Tagen gegen 19:00 MLT ein starker Abfall der Aktivität auf.

Der Pc 5 Index in Abbildung 5.5 zeigt wieder eine stärkere Variation mit der Lokalzeit. Vom Abend- bis zum Morgensektor zwischen 19:00-04:00 MLT liegt das Aktivitätsniveau deutlich unterhalb der Werte auf der Tagseite. Tage mit niedriger Sonnenwindgeschwindigkeit zeigen einen leichten Anstieg des Index, entsprechend dem Anstieg der Aktivität in Abbildung 5.4. An aktiveren Tagen mit höheren Sonnenwindgeschwindigkeiten ist der Index symmetrisch bezüglich des Mittagsektors, mit erhöhten Werten zwischen 04:00-19:00 MLT. Diese symmetrische Verteilung entspricht wieder den Ergebnissen von Satellitenmessungen aus der Literatur [Anderson et al., 1990].

Die am Anfang gestellte Frage nach dem Energietransport durch niederfrequente MHD-Wellen in die Nachtseite läßt sich hier bereits kurz beantworten. Das Energieniveau der Wellen liegt sowohl an der Erdoberfläche als auch am Satelliten auf der Nachtseite deutlich unterhalb dessen auf der Tagseite. Die klaren Übergänge

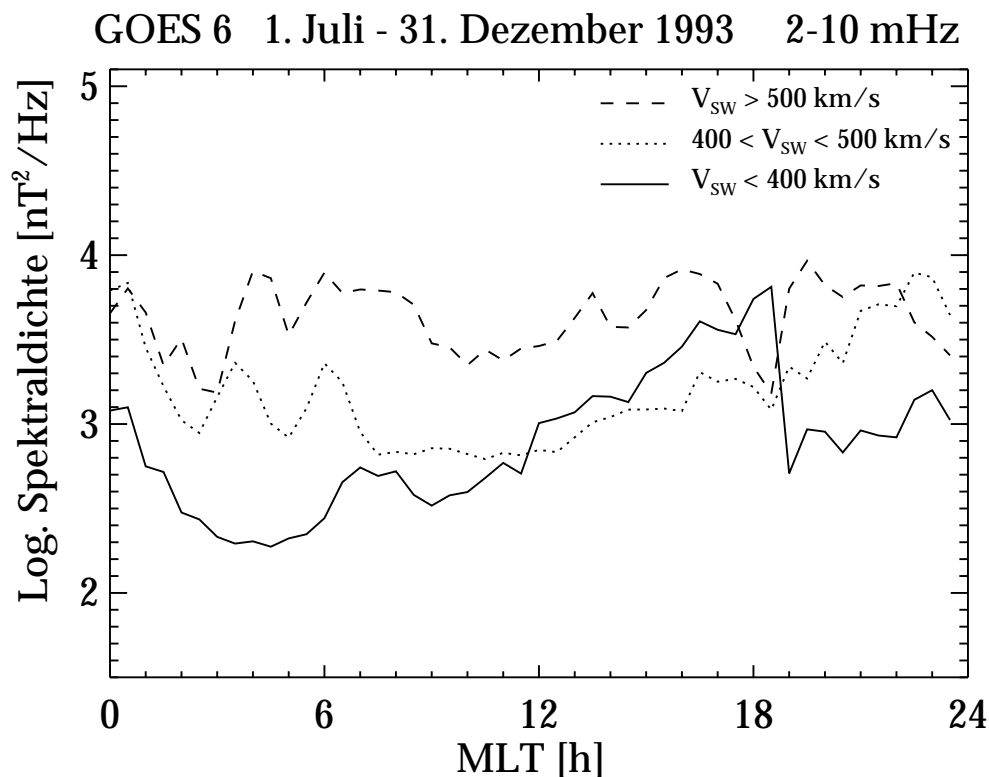


Abbildung 5.4: Statistische Lokalzeitvariation der transversalen Wellenaktivität im Pc 5 Frequenzbereich, gemessen von GOES 6.

deuten darauf hin, daß die Ausbreitung der Wellen in den Regionen der Tag-Nacht-Übergänge entweder verhindert wird oder diese den Großteil ihrer Energie auf eine andere Weise abgeben. Es ist anhand dieser statistischen Auswertungen sicherlich nicht auszuschließen, daß ein Energietransport auch bis in den Mitternachtsektor prinzipiell möglich ist, aber die Lokalzeitverteilungen der registrierten Wellenaktivitäten am Boden und am geostationären Satelliten geben keine Hinweise darauf, daß ein solcher Energietransport ein typisches und effektives Phänomen der Magnetosphäre ist.

Da von Messungen von Bodenstationen eigentlich erwartet wird, daß sie die Vorgänge innerhalb der Magnetosphäre widerspiegeln, tritt an dieser Stelle die wichtige Frage auf, warum am Boden die Variation der schmalbandigen Wellenaktivität im Pc 5 Frequenzbereich asymmetrisch ist, während sie bei Beobachtungen von Satelliten innerhalb der Magnetosphäre symmetrisch ist. Die dort offensichtlich vorhandene Aktivität im Nachmittagssektor wird von Bodenstationen nicht registriert.

Zunächst gilt es zu verifizieren, ob ein direkter Vergleich von Boden- und Satellitendaten in diesem Zusammenhang sinnvoll ist. Wie bereits in Abschnitt 5.1.1 dargestellt, stimmen die Fußpunkte der Feldlinien auf denen der Satellit in der Äquatorebene mißt nicht notwendigerweise mit den Koordinaten der Bodenstation überein

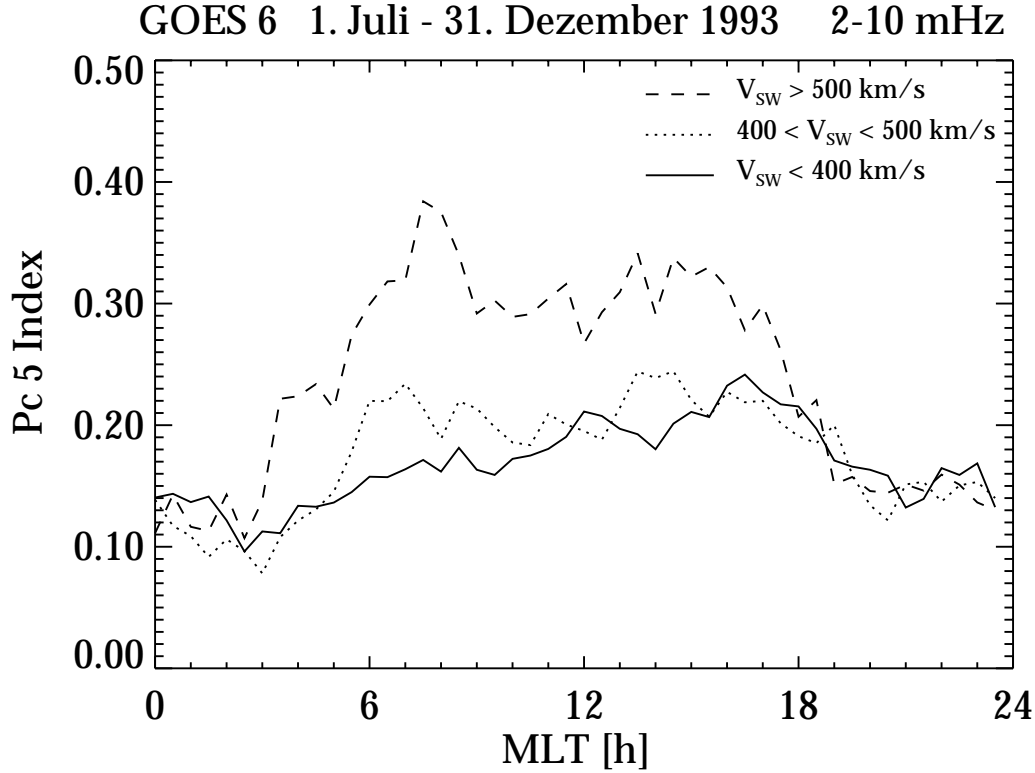


Abbildung 5.5: *Statistische Lokalzeitvariation des Pc 5 Index, gemessen von GOES 6.*

(siehe Abbildung 5.1). Es ist allerdings auszuschließen, daß dieser Unterschied für die beobachtete Asymmetrie der Aktivität verantwortlich ist, da die hier diskutierten Ergebnisse über einen langen Zeitraum von 6 Monaten gewonnen wurden. Wichtiger sind die typischen magnetischen Regionen, die von beiden Meßstationen im Verlaufe eines Tages bzw. mit der magnetischen Lokalzeit abgetastet werden. In Abbildung 5.6 sind die Lokalzeitprofile der auf die L -Werte abgebildeten Positionen von Kevo (Kreise) und GOES 6 (Dreiecke) vom 01.07.1993 dargestellt. Die Werte erhält man wie schon in Abbildung 5.1 mit Hilfe des Tsyganenko-Modells und dem Kp Index des entsprechenden Zeitraums. Der geostationäre Satellit bleibt im Verlauf eines Tages ungefähr auf dem gleichen L -Torus. Die Bodenstation hingegen tastet magnetische Schalen ab, die im Mittagsektor etwa einen Erdradius näher an der Erde liegen als im Mitternachtsektor. Verschiedene Studien haben gezeigt, daß die Amplituden von Pc 5 Pulsationen einer Variation mit der geomagnetischen Breite unterliegen und ein Maximum in der Polarlichtregion haben [Gupta, 1973, 1974; Lam and Rostoker, 1978; Samson, 1972]. Da allerdings die Bahnen von GOES 6 und Kevo beide symmetrisch bezüglich des Mittagsektors sind, kann die Distanz zwischen den Positionen der Messungen nicht für die beobachteten Unterschiede in der Wellenaktivität am Boden und in der Magnetosphäre verantwortlich sein.

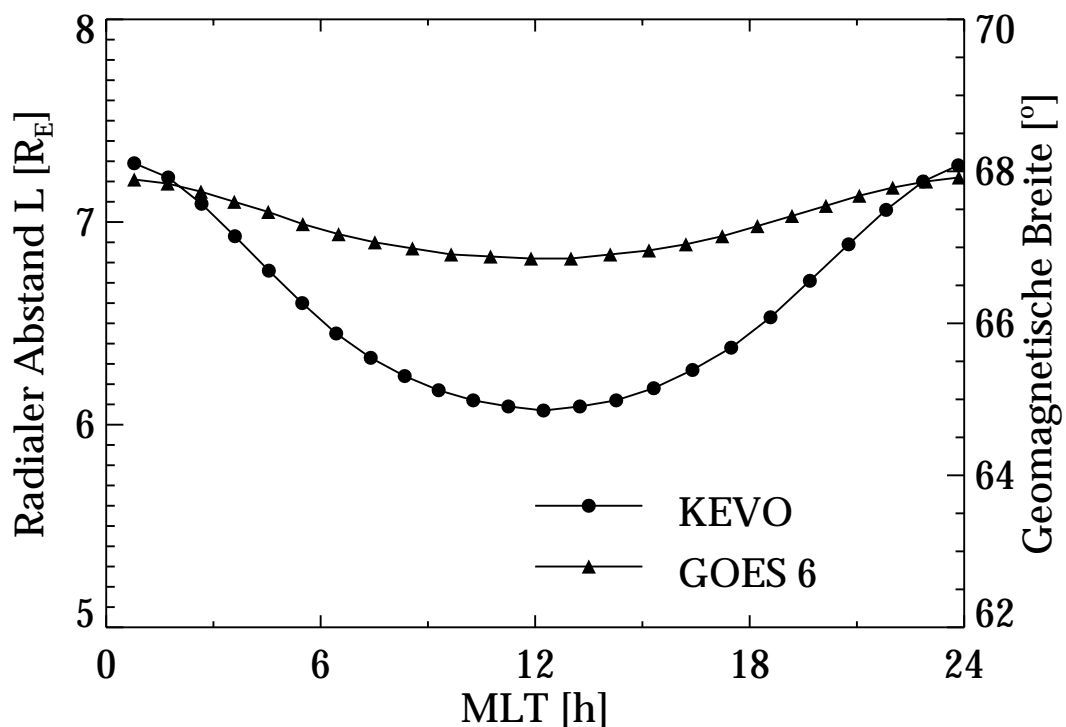


Abbildung 5.6: Lokalzeitprofile der auf die L -Werte abgebildeten Positionen von Kevo (Kreise) und GOES 6 (Dreiecke) vom 01.07.1993.

Eine wichtige Rolle spielt bei der Erklärung der Asymmetrie sicherlich die Ionosphäre, da diese die einzige Grenzfläche zwischen der Magnetosphäre und der Erdoberfläche entlang der Feldlinien ist und einen Einfluß auf MHD-Wellen hat. Zu unterscheiden sind dabei Effekte einmal direkt durch das Vorhandensein der Ionosphäre als elektrisch leitfähige Schicht und zum anderen indirekt durch eine Variation der Leitfähigkeit. Je nach Art und Beschaffenheit der Welle hat die Ionosphäre einen mehr oder weniger dämpfenden bzw. abschirmenden Effekt.

Abbildung 5.7 zeigt das Lokalzeitprofil der höhenintegrierten Pedersen-Leitfähigkeit Σ_P am 1. Juli 1993, 12:00 UT unter Verwendung der IRI (International Reference Ionosphere) und des CIRA (COSPAR International Reference Atmosphere) Modells [Bilitza, 1990; Rees, 1988] für den Breitengrad von Kevo. Die Abbildung macht deutlich, daß die höhenintegrierte Pedersen-Leitfähigkeit Σ_P , die einen Einfluß auf die Dämpfung der magnetischen Amplituden einfallender Wellen hat, im Verlauf eines Tages zwar stark variiert, ihr Verlauf aber symmetrisch zum Mittagsektor ist. Weiterhin ist der Quotient aus Hall- und Pedersen-Leitfähigkeit Σ_H/Σ_P nahezu konstant [Brekke and Hall, 1988], so daß die Variation der Leitfähigkeit bezüglich der beobachteten Asymmetrie der Aktivität keine wesentliche Rolle spielt.

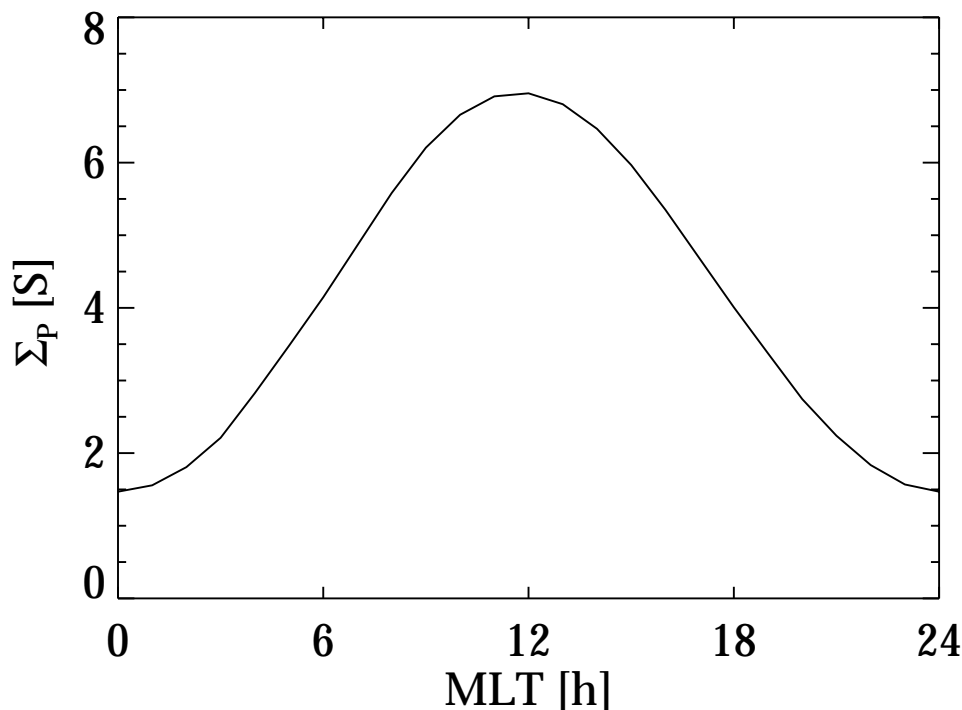


Abbildung 5.7: Lokalzeitprofil der höhenintegrierten Pedersen-Leitfähigkeit am 1. Juli 1993, 12:00 UT für den Breitengrad von Kevo.

Die Magnetosphäre selber unterscheidet sich auf der Morgen- und der Nachmittagsseite zum Beispiel durch ihre Größe. Auf der Nachmittagsseite ist die Plasmasphäre in der Regel weiter ausgedehnt, so daß die äußere Magnetosphäre als Folge davon eine geringere Ausdehnung besitzt [Chappell et al., 1971]. Auch die Verteilung der Plasmadichte ist in der Magnetosphäre keineswegs homogen [Poulter et al., 1984; Waters et al., 1996]. Beide Parameter an sich haben zwar keinen bekannten, direkten Einfluß auf die Beobachtungen am Boden, allerdings können sie durchaus die Eigenschaften der in dieser Region angeregten Wellen verändern, was indirekt zu der beobachteten Asymmetrie führen kann. Hierauf wird in Abschnitt 5.1.5 detailliert eingegangen.

Der folgende Abschnitt beschreibt zunächst den Einfluß der Ionosphäre in Abhängigkeit verschiedener Eigenschaften einfallender Wellen, wie Amplitude, azimutale Wellenzahl und radiale Skalenlänge. Damit sollen Hinweise darauf gewonnen werden, was die Wellen auf der Morgenseite der Magnetosphäre, die sowohl am Satelliten als auch am Boden registriert werden, von denen auf der Nachmittagsseite, die am Boden nicht beobachtet werden, unterscheidet.

5.1.3 Die Feldfortsetzung unterhalb der Ionosphäre

Der Abschirmeffekt der Ionosphäre bezüglich Wellen in Abhängigkeit derer spezieller Eigenschaften ist bereits ausführlich in der Literatur diskutiert. Hughes and Southwood [1976a, 1976b] und Glaßmeier [1984a, 1984b] untersuchen diese Zusammenhänge sowohl analytisch als auch numerisch. Sie zeigen, daß die von den Wellen getriebenen quelfreien Anteile der ionosphärischen Ströme unterhalb der Ionosphäre ein magnetisches Feld erzeugen, welches rotationsfrei ist und als Gradient eines skalaren magnetischen Potentials Ψ geschrieben werden kann. Da unterhalb der Ionosphäre keine Ströme fließen, gilt dort die Laplace-Gleichung $\Delta\Psi = 0$. Nimmt man eine horizontale Variation von Ψ mit $\exp(ik_x x + ik_y y)$ an, so wird der vertikale Verlauf des Potentials bzw. der Amplituden des Magnetfeldes von der horizontalen Ausdehnung des Potentials bestimmt. Jede spektrale Komponente des magnetischen Potentials klingt von der Ionosphäre aus in Richtung zur Erdoberfläche entsprechend einem Faktor $\exp(-k_\perp z)$ ab, wobei $k_\perp = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ und z die Höhe der E-Region der Ionosphäre ist. Das Verhältnis der Amplituden des transversalen magnetischen Feldes am Boden und oberhalb der Ionosphäre ergibt sich damit zu

$$\frac{b_{t,boden}}{b_{t,ionosph.}} = \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} e^{-|\vec{k}_\perp|z} \quad , z \approx 120\text{km} \quad . \quad (5.3)$$

Ziel dieses Abschnitts soll sein, den Einfluß der Ionosphäre in Hinblick auf die geometrische Ausdehnung, Form und Stärke einer magnetischen Störung an der Ionosphäre bei der Beobachtung am Boden zu untersuchen. Dazu wird zunächst eine beliebige räumliche Funktion $f(x, y)$ in den zweidimensionalen Fourier-Raum transformiert [Hughes and Southwood, 1976b]:

$$F(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad . \quad (5.4)$$

Um nun das Abklingen der einzelnen spektralen Komponente mit der Höhe entsprechend Gleichung (5.3) zu berücksichtigen, wählt man eine Funktion

$$G(k_x, k_y) = F(k_x, k_y) \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} e^{-k_\perp z} \quad , \quad (5.5)$$

welche dann in den Ortsraum zurücktransformiert werden kann.

$$g(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (5.6)$$

$$= \frac{1}{4\pi^2} \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x, k_y) e^{-\sqrt{k_x^2 + k_y^2} z} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad . \quad (5.7)$$

Die Funktion $g(x, y)$ entspricht der auf die Erdoberfläche abgebildeten Funktion $f(x, y)$. Nach dem Faltungssatz kann sie auch als

$$\begin{aligned} g(x, y) &= f(x, y) * q(x, y) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') q(x - x', y - y') dx' dy' \end{aligned} \quad (5.8)$$

geschrieben werden. Die Funktion $q(x, y)$ entspricht hier dem aus dem Fourier-Raum in den Ortsraum zurücktransformierten Dämpfungsterm und ergibt sich zu

$$q(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\sqrt{k_x^2 + k_y^2} z} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad . \quad (5.9)$$

Um die Integration durchzuführen, substituiert man $k_x = u \cos \theta$ und $k_y = u \sin \theta$. Damit ergibt sich

$$q(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} u e^{-uz} e^{-iu\sqrt{x^2 + y^2} \sin(\theta + \delta)} d\theta du \quad , \quad (5.10)$$

wobei $\delta = \tan^{-1}(x/y)$ ist. Über θ integriert erhält man

$$q(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} u J_0(\sqrt{x^2 + y^2} u) e^{-uz} du \quad , \quad (5.11)$$

mit einer Bessel-Funktion 0. Ordnung J_0 . Im nächsten Schritt differenziert man das Standard Integral

$$\int_0^{\infty} J_0(\alpha \xi) e^{-\beta \xi} d\xi = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \quad (5.12)$$

nach β und setzt dann $\beta = z$ und $\alpha = (x^2 + y^2)^{1/2}$. In Gleichung (5.11) eingesetzt folgt daraus

$$q(x, y) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} \left[\frac{z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right] \quad . \quad (5.13)$$

In dieser Form beschreibt die Funktion $q(x, y)$ die Feldfortsetzung in einer Höhe z in Abhängigkeit der Ortskoordinaten x und y . Setzt man nun Gleichung (5.13) in den Faltungssatz (5.8) ein, so erhält man

$$g(x, y) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(x', y') z}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2]^{3/2}} dx' dy' \quad (5.14)$$

$$= K f(x, y) \quad , \quad (5.15)$$

wobei K dem sogenannten Kertz-Operator entspricht [Mersmann et al., 1979]. Die Funktion $g(x, y)$ entspricht der am Boden beobachteten räumlichen Störung $f(x, y)$ an der Ionosphäre.

Hier wird deutlich, daß die Funktion $q(x, y)$ einer Wichtungsfunktion in Abhängigkeit von der Höhe der Ionosphäre und den Abständen in radialer (x) und azimuthaler (y) Richtung entspricht. Abbildung 5.8 zeigt den Wichtungsfaktor für die Projektion der Funktion $f(x, y)$ von der Ionosphäre in einer Höhe von 120 km auf die Erdoberfläche. Die Halbwertsbreite dieser Funktion beträgt etwa 140 km. Das am Boden registrierte Signal entspricht damit effektiv einem gewichteten Integral des magnetosphärischen Signals innerhalb einer Region mit einem Durchmesser in der Größenordnung der ionosphärischen Höhe z . Daraus kann gefolgert werden, daß Strukturen viel kleiner als z durch die Mittelung herausgeglättet und am Boden nicht registriert werden können.

Es soll nun die abgeleitete Funktion der Feldfortsetzung auf eine typische Resonanzstruktur an der Ionosphäre angewendet werden, um Informationen darüber zu gewinnen, wie die Dämpfung von Pulsationen durch die Ionosphäre von deren geometrischer Ausdehnung und Form abhängt. Dazu wird an der Ionosphäre eine räumliche Struktur

$$f(x, y) = F_0 e^{-(x/A)^2} e^{-ik_y y} \quad (5.16)$$

vorgegeben. Diese Störung hat eine maximale Amplitude F_0 , eine Gaußsche Verteilung in radialer Richtung mit einer Halbwertsbreite $2A$ und eine azimuthale Wellenzahl k_y . Die Halbwertsbreite entspricht bei stehenden Wellen der sogenannten Resonanzbreite. Die am Boden beobachtete räumliche Struktur entspricht nach Gleichung (5.14) dann

$$g(x, y) = \frac{F_0}{2\pi} \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-(x'/A)^2} e^{-ik_y y'} z}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2]^{3/2}} dx' dy' \quad . \quad (5.17)$$

Dieses Integral läßt sich analytisch nicht weiter vereinfachen und wird daher im folgenden numerisch gelöst. Das Verhältnis der höhenintegrierten Leitfähigkeiten wird

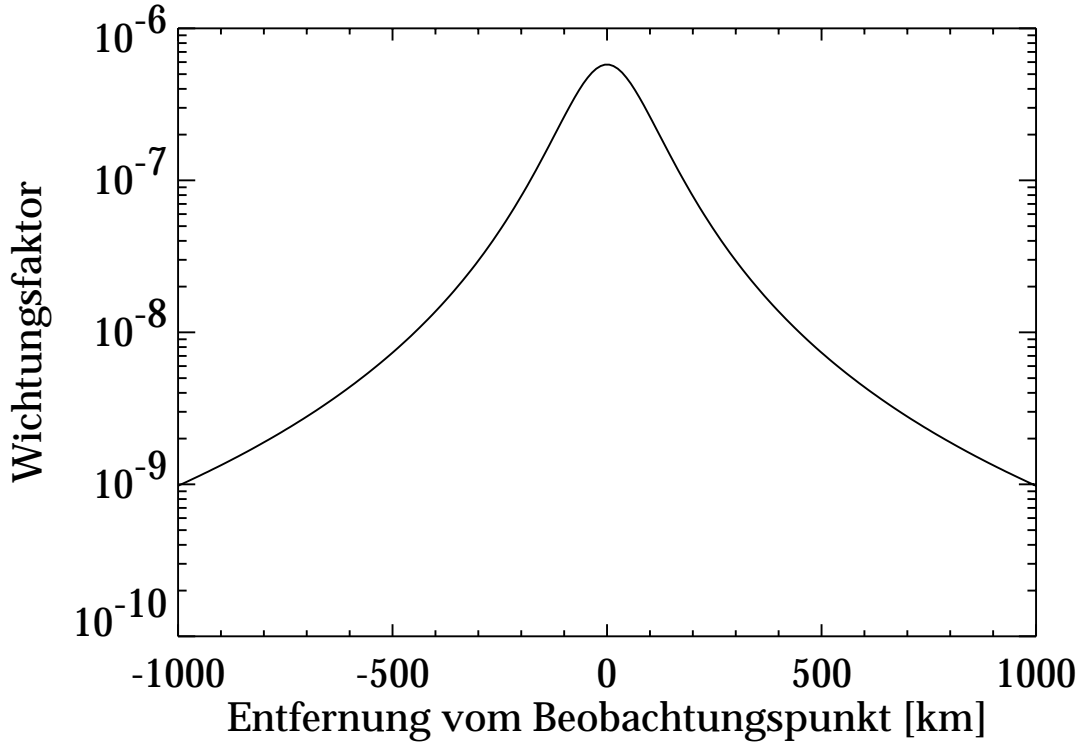


Abbildung 5.8: Wichtungsfaktor für die Projektion der Funktion $f(x, y)$ von der Ionosphäre auf die Erdoberfläche.

hier zunächst $\Sigma_H/\Sigma_P = 1$. gesetzt. Messungen von Brekke and Hall [1988] ergeben einen typischen Wert von 1.27 mit einer Standardabweichung von 0.13. Der Quotient ist weiterhin abhängig vom solaren Zenitwinkel und variiert damit im Verlaufe eines Tages. Diese Variationen liegen in einer Größenordnung von ± 0.2 [Brekke and Hall, 1988]. Zu größeren Variationen ($\Sigma_H/\Sigma_P \approx 5$) kann es durch Erhöhung der solaren Strahlung oder auch dem Teilcheneinfall in der Polarlichtregion kommen, jedoch sind derartige Einflüsse durch die Mittelung über Registrierungen von sechs Monaten vernachlässigbar. Hughes and Southwood [1976a] geben für das Verhältnis Werte zwischen 0.89 und 1.23 auf der Tagseite an, je nachdem, ob ein Sonnenfleckenmaximum oder -minimum vorliegt. Im weiteren Verlauf dieser Untersuchungen zeigt sich, daß kleinere Variationen von Σ_H/Σ_P keinen nennenswerten Einfluß auf die Erklärung der Asymmetrie der Wellenaktivität haben.

Abbildung 5.9 zeigt drei Amplitudenprofile einer an der Ionosphäre vorgegebenen radialen Struktur (oberes Bild) mit verschiedenen Halbwertsbreiten (Faktor A in Gleichung (5.16)), aber konstanter maximaler Amplitude F_0 . In der unteren Bildhälfte sind die entsprechenden an der Erdoberfläche beobachteten Strukturen dargestellt. Für die azimuthale Wellenzahl wurde in diesen Beispielen $k_y = 0$ angesetzt. Zwei Aussagen lassen sich anhand dieser Profile treffen. Die am Boden beobachtete maximale Amplitude der Strukturen nimmt mit geringerer Halbwertsbreite deutlich ab.

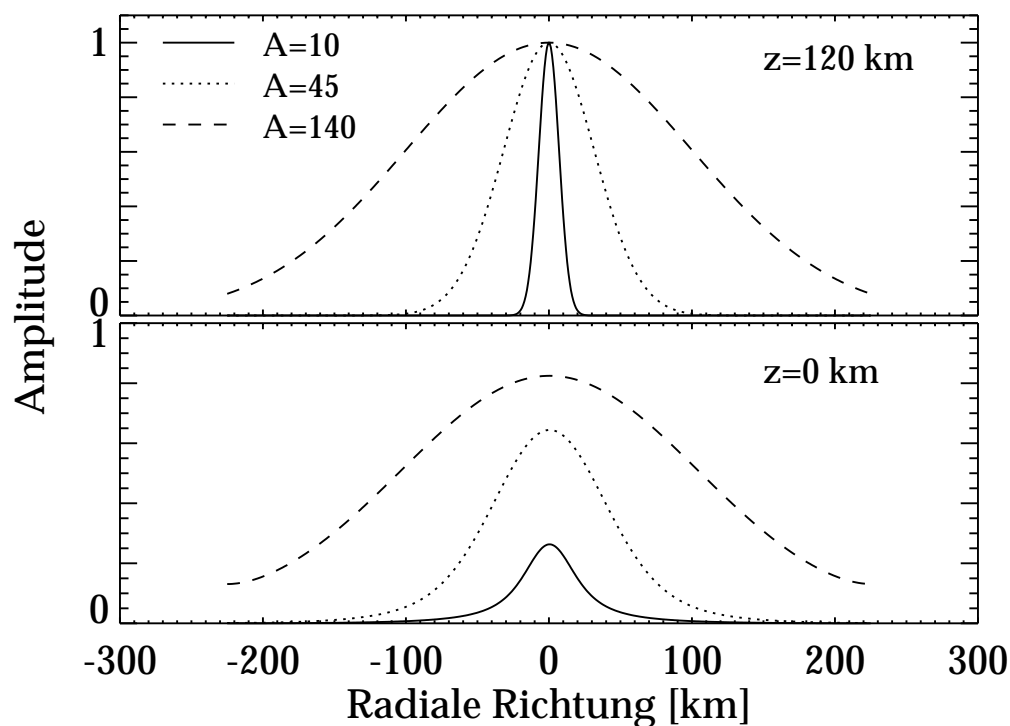


Abbildung 5.9: Amplitudenprofile der an der Ionosphäre vorgegebenen radialen Struktur (oberes Bild) und die entsprechenden Beobachtungen an der Erdoberfläche (unteres Bild).

Da das am Boden registrierte Signal das Ergebnis einer Integration über die gesamte Ionosphäre unter Berücksichtigung der Wichtungsfunktion (Abbildung 5.8) ist, kommt es zu einer Verkleinerung der Amplituden für Strukturen, die kleiner sind als der effektive Integrationsbereich. Der effektive Integrationsbereich entspricht der Halbwertsbreite der Wichtungsfunktion und damit etwa 140 km. Die zweite Aussage bezieht sich auf die Ausdehnung der Strukturen. Bei der kleinsten hier gezeigten Halbwertsbreite ($2A = 20$ km) kommt es zu einer klaren Verbreiterung bei der Registrierung am Boden. Die Struktur 'verschmiert' sozusagen. Bei den Störungen, deren radiale Ausdehnung größer als der effektive Integrationsbereich ist ($2A = 280$ km), ist diese Verschmierung nicht mehr sehr deutlich.

In Abbildung 5.10 ist die Halbwertsbreite der beobachteten Struktur an der Erdoberfläche Δx_G als Funktion der Halbwertsbreite an der Ionosphäre Δx_I gezeigt. Die Sterne entsprechen einigen numerischen Lösungen von Gleichung (5.17). Bei der angefitzten Geraden ergibt sich die radiale Halbwertsbreite am Boden aus

$$\Delta x_G = 0.95\Delta x_I + 27.3 \quad . \quad (5.18)$$

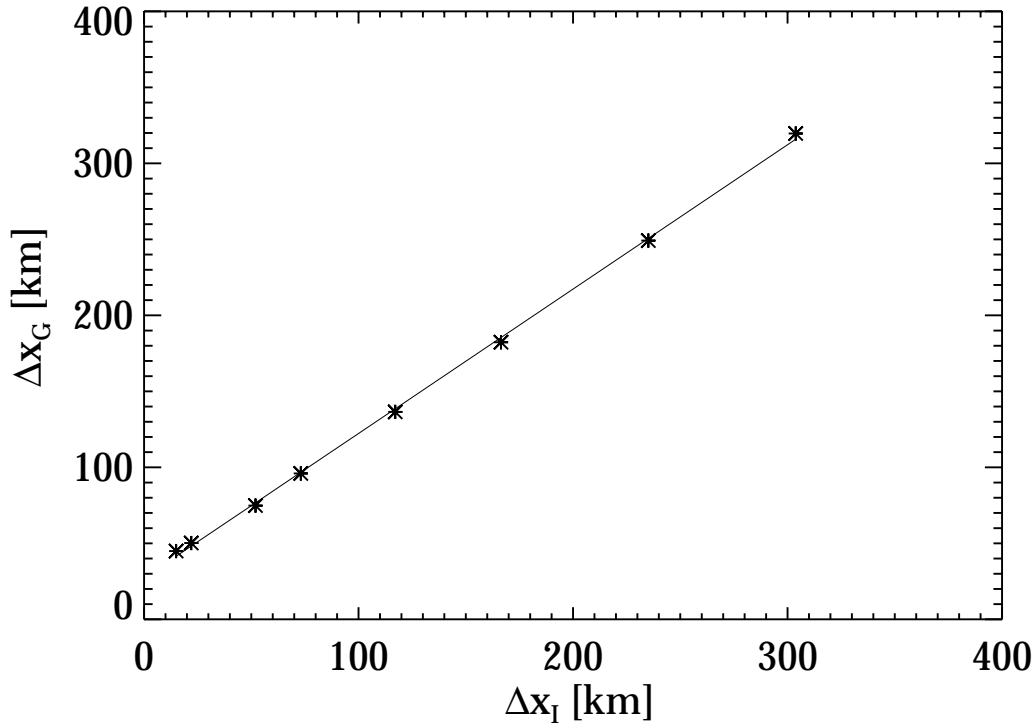


Abbildung 5.10: *Halbwertsbreite der beobachteten Struktur an der Erdoberfläche als Funktion der Halbwertsbreite an der Ionosphäre.*

Hierin bestätigt sich die Beobachtung aus Abbildung 5.9, daß schmalere Strukturen bei der Beobachtung am Boden verschmieren. Dies zeigt sich im Offset der gefitteten Gerade in Abbildung 5.10. Der Effekt der Verbreiterung ist aber bei größeren Strukturen nicht mehr so deutlich, da die Steigung der Geraden ungefähr 1 ist.

Der Abklingfaktor D_{IG} der maximalen Amplitude ist in Abbildung 5.11 als Funktion der Halbwertsbreite der Struktur an der Ionosphäre Δx_I dargestellt. Die Sterne entsprechen hier wieder einigen numerischen Lösungen von Gleichung (5.17). Der Verlauf des Abklingfaktors D_{IG} läßt sich als Funktion von Δx_I anfitten.

$$D_{IG} = \frac{1.795}{\pi} \arctan(0.03\Delta x_I) \quad (5.19)$$

Da sich eine Arkustangensfunktion dem Wert $\pi/2$ annähert, geht der Dämpfungsfaktor D_{IG} im Unendlichen gegen 0.9. Allerdings ist zu beachten, daß Halbwertsbreiten an der Ionosphäre von $\Delta x_I > 300$ km unrealistisch sind.

Als nächstes soll der Einfluß der azimuthalen Wellenzahl m auf das Abklingen der Amplituden unterhalb der Ionosphäre untersucht werden. Bereits erste Abschätzungen ergeben, daß für typische Werte von m zwischen etwa 3-10 die azimuthalen Wellenzahlen k_y wesentlich kleiner sind als die radialen Wellenzahlen k_x bei Resonanzbreiten

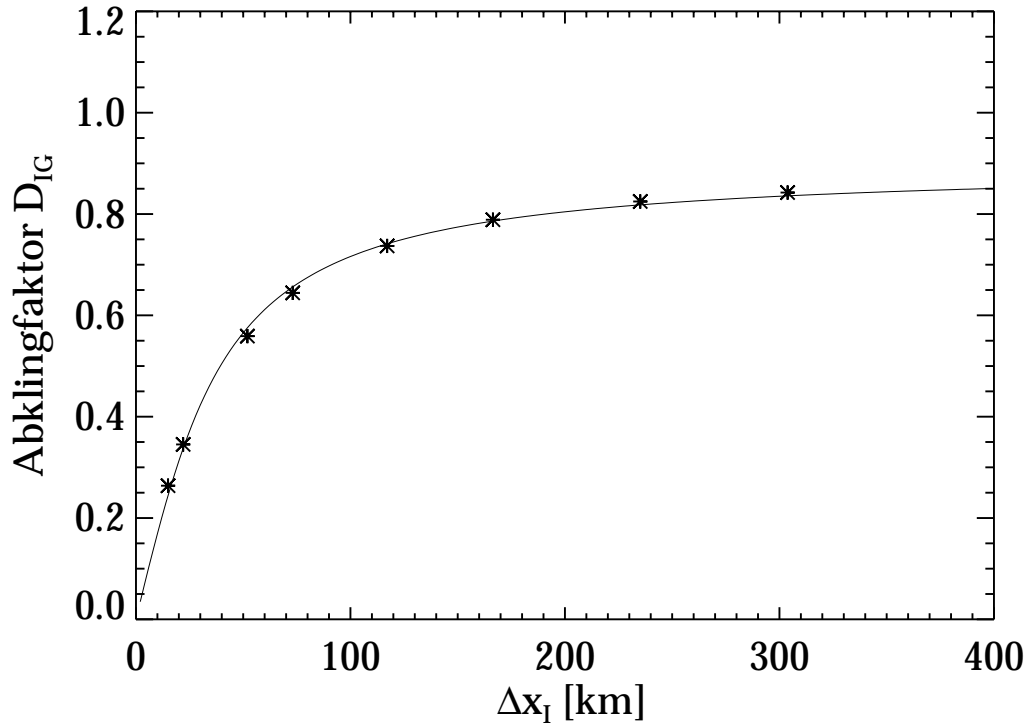


Abbildung 5.11: *Abklingfaktor der maximalen Amplitude als Funktion der Halbwertsbreite der Struktur an der Ionosphäre.*

von einigen zehn Kilometern. Dementsprechend ist k_x auch in höherem Maße für das Abklingen der Amplituden verantwortlich.

Abbildung 5.12 zeigt die Abklingfaktoren der maximalen Amplituden in Abhängigkeit von der azimuthalen Wellenzahl m einmal für eine radial unendlich ausgedehnte Struktur ($A = \infty$, obere Kurve) und ein andermal für $\Delta x_I = 2A = 90$ km (untere Kurve). Hier wird deutlich, daß für typische Werte von m die azimuthale Wellenzahl kaum einen Einfluß auf das Abklingverhalten der beobachteten Amplituden am Boden hat. Zudem zeigt sich hier, daß der Einfluß von m auf den Abklingfaktor D_{IG} für kleinere Resonanzbreiten noch geringer wird. In diesem Zusammenhang wurden auch Strukturen an der Ionosphäre untersucht, die in azimuthaler Richtung nicht unendlich ausgedehnt sind, sondern nur einen Lokalzeitbereich von etwa 2 Stunden einnehmen. Aber auch dieser Parameter zeigt keinen nennenswerten Einfluß auf den Abklingfaktor D_{IG} .

Die bisherige Annahme, die azimuthale Wellenzahl m sei für die Asymmetrie der Wellenaktivität an der Erdoberfläche verantwortlich [Olson and Rostoker, 1978; Rostoker et al., 1980], findet sich hier nicht bestätigt. Im folgenden Abschnitt soll nun mit Hilfe der hier abgeleiteten Zusammenhänge untersucht werden, wie die Störungen an der Ionosphäre — und damit auch in der Äquatorebene der Magnetosphäre

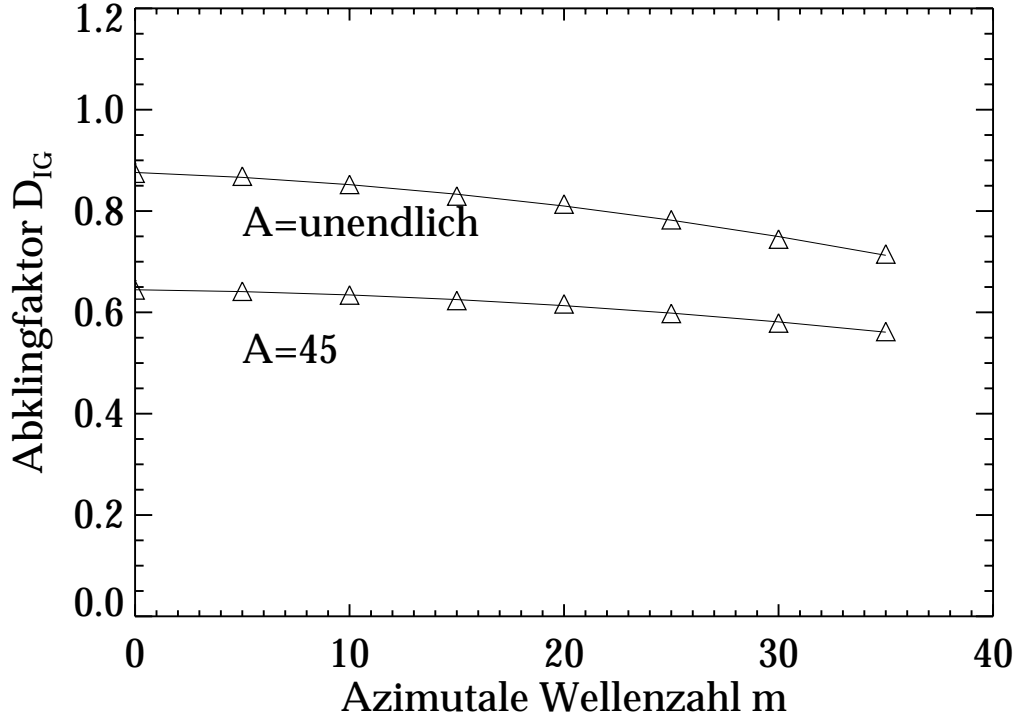


Abbildung 5.12: Abklingfaktor der maximalen Amplitude als Funktion der azimutalen Wellenzahl m der Störung an der Ionosphäre.

— beschaffen sein müssen, um die beobachtete Asymmetrie der Wellenaktivität zu erklären.

5.1.4 Die Variation der Resonanzbreite mit der Lokalzeit

Abbildung 5.13 zeigt einen direkten Vergleich der Lokalzeitprofile der transversalen Pc 5 Indizes für $v_{sw} > 500$ km/s aus den Abbildungen 5.3 und 5.5, registriert am Boden bei Kevo (gestrichelte Linie) und in der Äquatorebene von GOES 6 (durchgezogene Linie) in normierten Einheiten. Die Abbildung zeigt die Asymmetrie sehr deutlich. Die Bodenmessungen ergeben eine maximale Wellenaktivität im Morgensektor, die dann bis in den Abendsektor hin langsam abfällt. Auf der Nachtseite ist kaum Energie vorhanden, die nicht mit breitbandiger magnetischer Aktivität in Verbindung steht. Die Registrierungen von GOES 6 hingegen ergeben eine fast symmetrische Verteilung von Aktivität um den Mittagsektor herum, mit jeweils steilem Anstieg bzw. Abfall an den Tag–Nacht–Übergängen. Auffällig ist, daß der Einsatz der registrierten Pulsationsenergie an beiden Meßorten etwa zur gleichen Zeit und in der gleichen Größenordnung erfolgt. Dies deutet darauf hin, daß der Abschirm-effekt der Ionosphäre in dieser Region kaum eine Rolle spielt. Ab ca. 09:00 MLT verringert sich dann die am Boden registrierte Energie langsam, obwohl sie in der

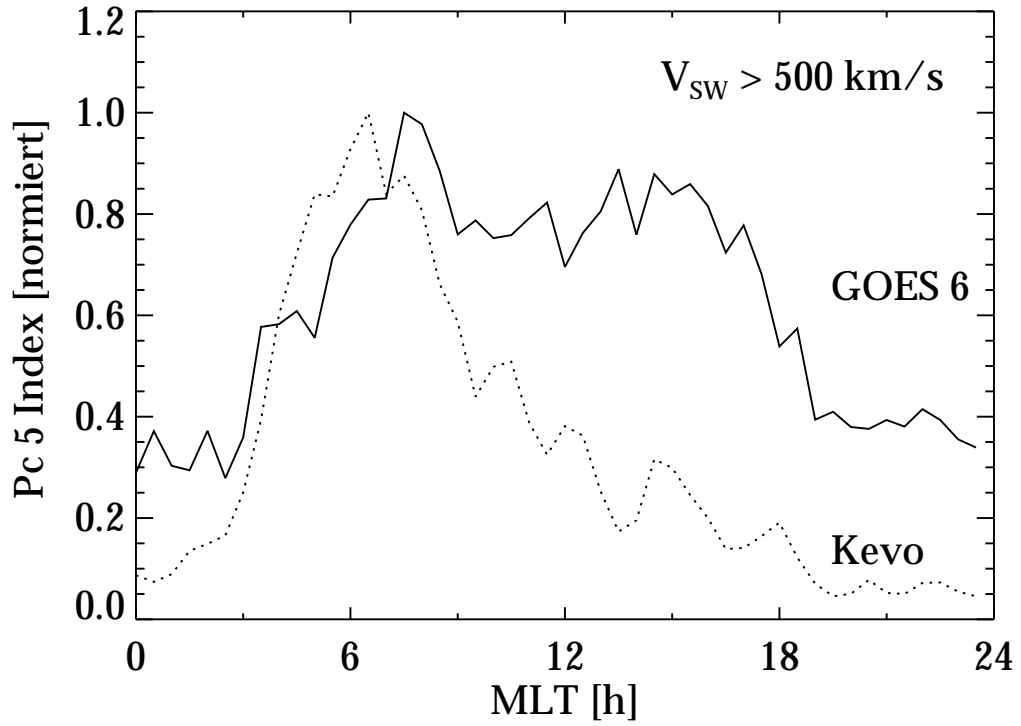


Abbildung 5.13: Lokalzeitprofile der transversalen Pc 5 Indizes, registriert am Boden bei Kevo (gestrichelte Linie) und in der Äquatorebene von GOES 6 (durchgezogene Linie).

Magnetosphäre nahezu konstant bleibt. Aus dem langsamen Abfall läßt sich weiter schließen, daß das Maß der Abschirmung eine Funktion der Lokalzeit ist und nicht etwa von einem Mechanismus herrührt, der nur in einem bestimmten Bereich der Magnetosphäre auftritt.

Um aus dem Verhältnis der Wellenaktivitäten auf die Form der Störung zu schließen, wird zunächst der Zusammenhang zwischen den Amplituden der magnetischen Störungen b und den Pc 5 Indizes I , wie in (5.2) eingeführt, geschrieben als

$$I_S = \alpha_S^2 b_S^2 \quad (5.20)$$

$$I_G = \alpha_G^2 b_G^2 \quad , \quad (5.21)$$

wobei der Index S für die Registrierungen am Satelliten und G für die Bodenbeobachtungen steht. Desweiteren muß hier noch berücksichtigt werden, daß der geostationäre Satellit nahe der Äquatorebene mißt, für die Untersuchung der Amplitudenverhältnisse aber die Felder an der Ionosphäre benötigt werden. In Abhängigkeit von der Modenstruktur kann die Amplitude zur Ionosphäre hin anwachsen oder sich verkleinern. Um dies zu berücksichtigen, wird ein Abbildungsfaktor β eingeführt, so

daß gilt:

$$b_S = \beta b_I \quad , \quad (5.22)$$

wobei b_I die magnetische Störung an der Ionosphäre ist. Mit dem Abklingfaktor D_{IG} gemäß Gleichung (5.19) gilt

$$D_{IG} = \frac{b_G}{b_I} \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \quad \frac{I_G}{I_S} &= \frac{\alpha_G^2}{\alpha_S^2 \beta^2} \frac{b_G^2}{b_I^2} \\ &= \gamma^2 D_{IG}^2 \quad , \end{aligned} \quad (5.24)$$

mit

$$\gamma = \frac{\alpha_G}{\alpha_S \beta} \quad . \quad (5.25)$$

Setzt man den Zusammenhang zwischen dem Abklingfaktor D_{IG} und der Resonanzbreite der Störung an der Ionosphäre Δx_I entsprechend Gleichung (5.19) ein, so ergibt sich

$$\frac{I_G}{I_S} = \gamma^2 \left(\frac{1.795}{\pi} \right)^2 \arctan^2(0.03 \Delta x_I) \quad . \quad (5.26)$$

Hiermit ergibt sich die Resonanzbreite direkt aus dem Verhältnis der Pc 5 Indizes am Boden und am Satelliten, lediglich in Abhängigkeit vom Faktor γ .

$$\Delta x_I = \frac{1}{0.03} \tan \left(\frac{\pi}{1.795 \gamma} \sqrt{\frac{I_G}{I_S}} \right) \quad (5.27)$$

Der Wert für γ wird im folgenden kurz abgeschätzt.

α_G^2 und α_S^2 setzen gemäß Gleichung (5.2) die Pc 5 Indizes in Zusammenhang mit dem Quadrat der Amplituden. Um ihre Werte zu berechnen, wird für jeden Lokalzeitbereich die Spektraldichte im Bereich von 0.2-100 mHz aufintegriert. Dann wird unter Berücksichtigung aller Tage mit $v_{sw} > 500$ km/s des 6-monatigen Datensatzes über die jeweiligen Lokalzeitbereiche gemittelt. Das Minimum des so berechneten, typischen Lokalzeitprofils der breitbandigen Wellenaktivität ergibt für Kevo einen Wert von $\alpha_G^2 = 4.5 \cdot 10^6$ und für GOES 6 von $\alpha_S^2 = 6.6 \cdot 10^3$. Diese Werte entsprechen Skalierungsfaktoren, bei denen die Einflüsse breitbandiger magnetischer

Aktivität minimal sind und damit die Wellenaktivität im Pc 5 Bereich am wenigsten verfälscht wird.

Der Wert für β , den Projektionsfaktor der Amplituden der magnetischen Störungen von der Äquatorebene bis zur Ionosphäre, ist schwerer abzuschätzen. Für statische elektrische Felder wurde von Mozer [1970] ein Wert in der Größenordnung von 30 abgeleitet. Dieser ist hier allerdings so nicht direkt anwendbar, da es sich um zeitabhängige Störungen handelt. Da die Resonanzbreite Δx_I nicht negativ sein kann, ergibt sich aus Gleichung (5.27) und dem Verhältnis I_G/I_S , daß $\gamma > 30.4$ sein muß. Lösungen von Gleichung (5.27) deuten darauf hin, daß γ Werte im Bereich von etwa 40 bis 80 einnehmen kann. Hieraus ergibt sich der Projektionsfaktor β zu Werten zwischen 0.33 und 0.65. Dies bedeutet, daß sich die Amplituden der magnetischen Störungen von der Äquatorebene bis zur Ionosphäre hin etwa verdoppeln bis verdreifachen. Im Hinblick auf die Modenstruktur stehender Wellen deutet diese relativ kleine Erhöhung der Amplituden darauf hin, daß es sich bei den hier betrachteten Wellen typischerweise um gerade Harmonische der Eigenschwingungen der Feldlinien handelt. Bei einer ungeraden Harmonischen hat die transversale Komponente des Magnetfeldes in der Äquatorebene einen Knoten und an der Ionosphäre ein Maximum, was zu einem wesentlich größeren Abbildungsfaktor führen würde.

Im folgenden wird für γ ein mittlerer Wert von $\gamma = 60 \pm 10$ angenommen. Nach Gleichung (5.27) ergibt sich dann aus dem Verhältnis der registrierten Wellenaktivitäten am Boden und in der Magnetosphäre das in Abbildung 5.14 dargestellte Lokalzeitprofil der radialen Resonanzbreite mit der entsprechenden Bandbreite.

An dieser Stelle scheint eine Anmerkung bezüglich der Definition des Begriffs der Resonanzbreite angebracht. In einigen Publikationen wird mit dem Begriff der Resonanzbreite die radiale Ausdehnung einer Struktur lediglich aufgrund einer erhöhten Amplitude bezeichnet. In Wirklichkeit handelt es sich dabei aber um eine Überlagerung mehrerer Resonanzstrukturen mit unterschiedlichen Frequenzen. So geben zum Beispiel Singer et al. [1982] anhand von ISEE 1 und 2 Messungen Resonanzbreiten zwischen ~ 0.2 - $1.6 R_E$ an. Ziesolleck et al. [1993] untersuchen radiale Strukturen anhand von Bodenbeobachtungen und geben als Resonanzbreiten Werte zwischen 0.2 - $0.8 R_E$, bzw. 250-1500 km Skalenlänge an der Ionosphäre an. In beiden Arbeiten handelt es sich jedoch um Regionen erhöhter Wellenaktivität, innerhalb derer die Frequenzen der Pulsationen variieren. Im folgenden wird als Resonanzbreite ausschließlich die radiale Breite einer Struktur mit konstanter Frequenz bezeichnet.

Die in Abbildung 5.14 dargestellten Resonanzbreiten sind offensichtlich kleiner als die oben zitierten Regionen erhöhter Wellenaktivität. Die kleinsten Resonanzbreiten von etwa 10 km (0.09°) an der Ionosphäre finden sich auf der Nachtseite, wohingegen im Morgensektor gegen 06:00 MLT die größten Ausdehnungen zwischen 30-40 km ($\sim 0.27^\circ$) liegen. Dieses entspricht Resonanzbreiten zwischen 276 km ($0.04 R_E$) und 908 km ($0.14 R_E$) in der Äquatorebene. Diese Werte stimmen recht gut mit einer theoretischen Arbeit von Newton et al. [1978] überein, in der Resonanzbreiten von mindestens $0.005 L R_E$, also übertragen auf den geostationären Orbit von 210 km

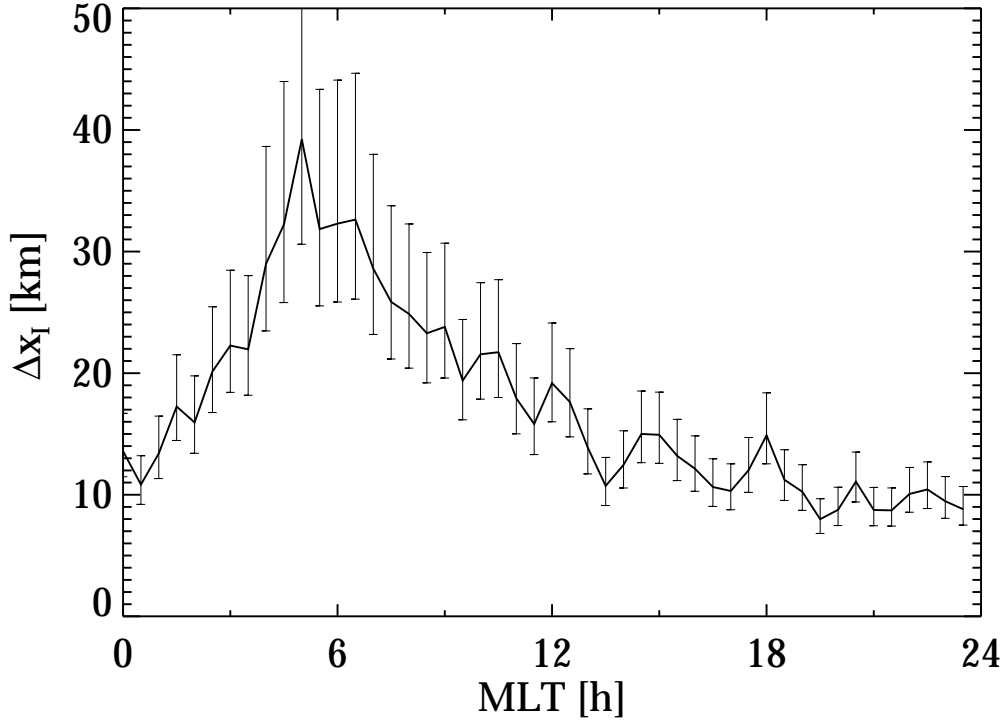


Abbildung 5.14: *Lokalzeitprofil der radialen Resonanzbreite an der Ionosphäre für $\gamma = 60 \pm 10$.*

in der Äquatorebene angegeben werden oder auch mit einer Studie von Yeoman et al. [1997], die anhand von Radarmessungen auf Werte von ca. 60 km an der Ionosphäre kommen. Allerdings hat im letzteren Beispiel der verwendete Radar nur eine Auflösung von 15 km und daher sind auch kleinere Werte denkbar.

Die Breite einer Resonanz ist in der Magnetosphäre in erster Linie von zwei Parametern abhängig: der Pedersen-Leitfähigkeit der Ionosphäre und dem radialen Gradienten der Eigenfrequenzen der Feldlinien, auch als Alfvénfrequenz ω_A bezeichnet. Schon bei der ersten Diskussion des Phänomens der Feldlinienresonanz hat Southwood [1975] die Resonanzbreite in der Form

$$\Delta x \sim \frac{\kappa}{d\omega_A/dx} \quad (5.28)$$

angegeben, wobei κ einen Dämpfungsfaktor aufgrund einer endlichen ionosphärischen Pedersen-Leitfähigkeit darstellt. Bei allgemeinen physikalischen Systemen führt die Dämpfung einer erzwungenen Schwingung zu einer Verbreiterung der Amplitude im Frequenzraum. In der Magnetosphäre entspricht eine Verbreiterung im Frequenzraum aufgrund der Variation der Eigenfrequenzen mit dem radialen Abstand einer Verbreiterung der Amplitude der Schwingung im Ortsraum. Die Ein-

flüsse der Ionosphäre sind daraufhin von Allan and Knox [1979a, 1979b] ausführlich diskutiert worden. Da die höhenintegrierten Leitfähigkeiten, wie bereits oben ausgeführt (siehe Abbildung 5.7), symmetrisch zum Mittagsektor verlaufen, scheiden sie hier als Erklärung der Asymmetrie aus.

Mann et al. [1995] haben anhand von numerischen Simulationen festgestellt, daß sich die Resonanzbreite im Laufe der Zeit t durch den Prozess des *Phase Mixing*, also der Phasenvermischung von transversalen Wellen auf radial benachbarten Feldlinien (siehe auch Abschnitt 4.4.2), verkleinert. Die Skalenlängen der Phasenvermischung L_{ph} ergeben sich zu

$$L_{ph}(t) = \frac{2\pi}{t \, d\omega_A/dx} \quad . \quad (5.29)$$

Der Grenzwert, also die kleinste Halbwertsbreite einer Resonanz bei hohen Leitfähigkeiten, die durch Phasenvermischung erreicht werden kann, ergibt sich nach Mann [1997] zu

$$\Delta x = \frac{\Delta\omega}{d\omega_A/dx} \quad , \quad (5.30)$$

wobei $\Delta\omega$ die Bandbreite der Energiequelle darstellt.

Den Gradienten der Alfvénfrequenz erhält man aus dem Verlauf der Alfvéngeschwindigkeit, also der Magnetfeldstärke B_0 und der Plasmadichteverteilung ρ_0 . Nach Singer et al. [1981] hat die Abweichung des Magnetfeldes von der Dipolgeometrie keinen nennenswerten Einfluß auf den Verlauf der Eigenperioden der Feldlinien und damit auch auf die Verteilung der Alfvéngeschwindigkeit. Während mit dieser Annahme und zahlreichen Messungen und Modellen das Magnetfeld gut bekannt ist, liegen bezüglich der Verteilung der Plasmadichte kaum direkte Messungen vor. Im nächsten Abschnitt werden einige Untersuchungen der Plasmadichteverteilung diskutiert und die Übereinstimmung mit den hier vorgestellten Resultaten der Resonanzbreiten überprüft.

5.1.5 Die Variation des radialen Gradienten der Plasmadichte

Man kann sich für die Bestimmung der Plasmadichte die Registrierungen von Wellen in der Magnetosphäre oder am Boden zunutze machen. Diese Möglichkeit, die Frequenzen von ULF-Pulsationen als indirekten Hinweis auf die Plasmadichte zu nutzen, wurde schon vor langer Zeit erkannt (siehe z.B. Obayashi and Jacobs [1958], Carpenter [1963], Kitamura and Jacobs [1968], Cummings et al. [1969], Takahashi and McPherron [1982], Takahashi et al. [1984a], Poulter et al. [1984], Waters et al. [1996] und Allan and Poulter [1992] sowie die dort aufgeführten Referenzen). Die Vorgehensweise ist dabei immer ähnlich: in einem Dipolfeld läßt sich anhand der

gemessenen Periode einer stehenden Welle bei Kenntnis der Nummer der Harmonischen und einer realistischen Annahme der Dichteverteilung entlang der Feldlinien ein Wert für die Plasmadichte in der Äquatorebene ableiten. Dies entspricht einer WKB-Näherung (auch bekannt als *Time-of-Flight* Näherung) zur Bestimmung der Periode von stehenden Wellen mit

$$T = \frac{2}{n} \int \frac{ds}{v_A(s)} \quad , \quad (5.31)$$

wobei die Integration entlang einer Feldlinie von der südlichen bis zur nördlichen Ionosphäre erfolgt und n die Nummer der Harmonischen ist. Diese Näherung ist strenggenommen nur gültig, wenn die Alfvéngeschwindigkeit innerhalb einer Wellenlänge nicht stark variiert, was in der Regel für die fundamentalen Moden nicht gewährleistet ist [Radoski, 1966].

In verschiedenen Publikationen wurden Messungen sowohl von Bodenmagnetometern und Radarstationen als auch von Satelliten verwendet. Für die Dichteverteilung entlang der Feldlinien wird in den meisten Fällen für die äußere Magnetosphäre ein Profil $\sim r^{-\eta}$ angenommen, was für $\eta = 4$ nach Eviatar et al. [1964] einem stoßfreien Plasma entspricht. Genauere Angaben hierzu lassen sich machen, wenn man den Abstand zwischen den Frequenzen der verschiedenen Harmonischen berücksichtigt. Takahashi and McPherron [1982] haben dieses Prinzip auf einzelne Beobachtungen harmonischer Wellen des geostationären ATS 6 Satelliten angewendet und dabei Dichten am Äquator zwischen 3 und 8 m_H/cm^3 und Exponenten η in Abhängigkeit vom radialen Abstand zwischen 0 und 4 bestimmt. Außerdem geben sie erste Hinweise darauf, daß sowohl die Verteilung der Dichte als auch der Exponent q des radialen Profils $\sim L^{-q}$ mit der Lokalzeit variieren (siehe auch Abschnitt 5.2). Takahashi et al. [1984a] leiten, wieder aus Messungen geostationärer Satelliten, Dichten in der Äquatorebene ab, die von 1.5 m_H/cm^3 auf der Morgenseite bis zu 4 m_H/cm^3 auf der Abendseite stetig ansteigen. Letzteres führen sie auf die Form der Plasmopause zurück, die sich, wie zum Beispiel von Chappel et al. [1971] bekannt ist, in der Regel auf der Abendseite um einige Erdradien weiter ausdehnt als auf der Morgenseite. Nimmt man entlang der Plasmopause etwa konstante Dichten an, so ergeben sich, zunächst unabhängig vom radialen Gradienten der Plasmaverteilung, am geostationären Orbit die beobachteten höheren Dichten.

Die für die vorliegende Arbeit interessanten radialen Gradienten der Dichte können der Arbeit von Poulter et al. [1984] entnommen werden. Diese verwenden Radarmessungen an der nördlichen und südlichen Ionosphäre. Poulter et al. [1984] leiten aus den beobachteten Perioden der Wellen die äquatorialen Plasmadichten als Funktion des radialen Abstands L ab. Dabei haben sie ihre Registrierungen in 2 Zeitbereiche aufgeteilt. Auf der Morgenseite (00:00-12:00 MLT) erhalten sie eine Dichteverteilung gemäß L^{-5} und auf der Abendseite (12:00-24:00 MLT) von L^{-3} . Die Plasmadichte fällt also auf der Abendseite langsamer ab als auf der Morgenseite. Ohne die Aufteilung nach Lokalzeitbereichen ergibt sich ein mittleres Profil mit einer radialen

Variation entsprechend $L^{-3.96}$. Dieser Wert entspricht den Ergebnissen von Angerami and Carpenter [1966], Chappell [1974], Takahashi et al. [1984a] u.a., die einen Exponenten von $q = 4$ angeben. Daher kann man davon ausgehen, daß die von Poulter et al. [1984] beobachteten Gradienten der Perioden realistisch und für die vorliegende Untersuchung geeignet sind.

Um aus den beobachteten Resonanzbreiten die radialen Gradienten der Dichte und der Eigenfrequenzen der Feldlinien berechnen und damit die Übereinstimmung der Beobachtungen mit früheren Arbeiten überprüfen zu können, werden einige entsprechende analytische Beziehungen abgeleitet. Zunächst kann Gleichung (5.31) für die Bestimmung der Eigenperioden der Feldlinien durch einfache Annahmen für die Variation der Plasmadichte ρ_0 und des Magnetfeldes B_0 weiter vereinfacht werden. Beide Größen ergeben sich in einer Dipolgeometrie zu [Stellmacher, 1994]

$$B_0 = B_{0,eq} \frac{\sqrt{1 + 3 \cos^2 \vartheta}}{\sin^6 \vartheta} \quad (5.32)$$

$$\rho_0 = \rho_{0,eq} \sin^{-2\eta} \vartheta \quad (5.33)$$

ϑ ist hier der Polwinkel und der Index eq bezeichnet die Größe des Parameters in der Äquatorebene. Für die Verteilung der Alfvéngeschwindigkeit gilt damit

$$v_A = \frac{B_{0,eq} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \vartheta}}{\sqrt{\mu_0 \rho_{0,eq} (1 - \cos^2 \vartheta)^{6-\eta}}} \quad (5.34)$$

Mit $\eta = 6$ für die Variation der Dichte entlang der Feldlinien ergibt sich die Alfvéngeschwindigkeit zu

$$v_A = v_{A,eq} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \vartheta} \quad (5.35)$$

Im nächsten Schritt kann nun die Ableitung entlang der Feldlinien in Gleichung (5.31) durch eine Integration über den Polwinkel ersetzt werden.

$$ds = L R_E \sin \vartheta \sqrt{1 + 3 \cos^2 \vartheta} d\vartheta \quad (5.36)$$

Einsetzen der Gleichungen (5.35) und (5.36) in die *Time-of-Flight* Näherung (5.31) gibt dann einen einfachen Zusammenhang zwischen der Eigenperiode einer Feldlinie und der äquatorialen Alfvéngeschwindigkeit.

$$T = \frac{4 L R_E}{v_{A,eq}} \quad (5.37)$$

Für die äquatoriale Magnetfeldstärke gilt in einem Dipolfeld

$$B_{0,eq} = B_{0,G} L^{-3} \quad , \quad (5.38)$$

während die Plasmadichte mit

$$\rho_{0,eq} = \rho_{0,G} L^{-q} \quad (5.39)$$

angenommen wird. Der Index G bezeichnet die Größe der Parameter an der Erdoberfläche. Für das Magnetfeld wird im weiteren Verlauf $B_{0,G} = 31000$ nT in der Äquatorebene der Erdoberfläche angenommen. Die Eigenperiode kann damit auch als Funktion des radialen Abstands geschrieben werden.

$$T = \frac{4R_E}{v_{A,G}} L^{4-q/2} \quad (5.40)$$

$v_{A,G}$ ist der theoretische Wert der Alfvéngeschwindigkeit an der Erdoberfläche, würde man die Variation bis dorthin stetig weiterführen. Durch einfaches Differenzieren erhält man hiermit eine Beziehung für den radialen Gradienten der Alfvénfrequenz [Poulter et al., 1984].

$$\frac{d\omega_A}{dL} = \frac{(q/2 - 4)\pi v_{A,G}}{2R_E} L^{q/2-5} \quad . \quad (5.41)$$

Für eine äquatoriale Dichtevariation mit L^{-8} sind nach Gleichung (5.40) und (5.41) die Eigenperioden vom radialen Abstand und damit von der Länge der Feldlinien unabhängig. Frühere Arbeiten von Ol' [1963] und Samson and Rostoker [1972] zeigen einen nahezu linearen Zusammenhang zwischen T und L , was einer Dichtevariation mit $q = 6$ entsprechen würde. Für den in den weiter oben aufgeführten Arbeiten angegebenen Exponenten $q = 4$ ergibt sich hingegen $T \sim L^2$. Die von Poulter et al. [1984] beobachteten Perioden lassen sich sowohl mit $T \sim L$ als auch mit $T \sim L^2$ anpassen, ohne daß nennenswerte Unterschiede in der Qualität der Anpassung auftreten. Sie geben für die radiale Variation der Perioden die Beziehungen

$$T = 73.6L - 158.2 \quad (00:00-12:00 \text{ MLT}) \quad (5.42)$$

$$T = 132.7L - 421.0 \quad (12:00-24:00 \text{ MLT}) \quad (5.43)$$

an. Der Gradient dT/dL ist folglich auf der Abendseite größer als auf der Morgen-
seite, woraus auch ein größerer Gradient $d\omega_A/dL$ folgt. Dies entspricht den Erwartungen aus der Variation der Resonanzbreiten in Abbildung 5.14. Für eine genauere Berechnung der Gradienten und damit der zu erwartenden Resonanzbreiten ist diese

Abschätzung allerdings nicht direkt zu verwenden. Mit den Gleichungen (5.42) und (5.43) wird lediglich die Eigenperiode der Feldlinien am geostationären Orbit, also bei $L = 6.6$, auf der Morgen- und der Abendseite berechnet. Unter Berücksichtigung der jeweiligen Exponenten der Dichtevariation erhält man dann aus Gleichung (5.40) jeweils eine Alfvéngeschwindigkeit $v_{A,G}$. Dies führt mit Gleichung (5.41) auf der Morgenseite bei $L = 6.6$ zu einem Gradienten der Alfvénfrequenz von $8.7 \text{ mHz}/R_E$ und auf der Abendseite von $10.5 \text{ mHz}/R_E$. Eingesetzt in Gleichung (5.30) erhält man typische mittlere Resonanzbreiten in beiden Lokalzeitbereichen. Setzt man die Bandbreite der treibenden Quelle mit $\Delta\omega = 1 \text{ mHz}$ an, so ergeben sich auf der Morgenseite Resonanzbreiten von $0.115 R_E$ und auf der Abendseite von $0.095 R_E$. Dies entspricht an der Ionosphäre Skalenlängen von $\Delta x_I = 24 \text{ km}$ und $\Delta x_I = 19 \text{ km}$.

Die Resonanzbreiten hängen dabei stark von der Wahl von $\Delta\omega$ ab. Da es im vorliegenden Fall um Strukturen konstanter Frequenz geht, können ihre Werte durchaus kleiner werden. Interessanter ist der Unterschied von der Morgen- zur Abendseite. Nach den Ergebnissen von Poulter et al. [1984] ist die Variation der Resonanzbreiten auf den ersten Blick nicht so groß, wie es von den Ergebnissen des Vergleichs der Boden- und der Satellitenbeobachtungen in Abbildung 5.14 her zu erwarten war. Dies liegt jedoch vor allem an der Wahl der Lokalzeitbereiche. Poulter et al. [1984] mitteln ihre Beobachtungen und Gradienten über die gesamte Morgenseite von 00:00-12:00 MLT und auf der Abendseite von 12:00-24:00 MLT. Eine entsprechende Mittelung der Ergebnisse aus Abbildung 5.14 ergibt auf der Morgenseite eine mittlere Resonanzbreite von $\Delta x_I = 23 \text{ km}$ und auf der Abendseite von $\Delta x_I = 12 \text{ km}$.

Eine weitere Ungenauigkeit ergibt sich aus der nicht optimalen Anpassung der Abklingfunktion (5.19) in Abhängigkeit der Resonanzbreite an der Ionosphäre im Bereich kleiner Δx_I . Auch die weiteren Vereinfachungen, wie etwa die Vernachlässigung der Leitfähigkeiten der Ionosphäre und der azimuthalen Wellenzahl, können einen Einfluß haben, auch wenn dieser, wie ausführlich diskutiert wurde, nur sehr gering ist. Sicherlich spielt auch die Tatsache eine Rolle, daß die Ergebnisse von Poulter et al. [1984] auf 64 ausgesuchten Ereignissen beruhen, während die vorliegende Untersuchung Registrierungen aus einem Zeitraum von 6 Monaten berücksichtigt. Dabei treffen Poulter et al. [1984] ferner keine Auswahl ihrer Ereignisse bezüglich der Sonnenwindgeschwindigkeit, wohingegen hier nur Tage mit $v_{sw} > 500 \text{ km/s}$ verwendet werden. Inwieweit die Geschwindigkeit des Sonnenwindes Einfluß auf die Plasmadichteverteilung und damit die Resonanzbreiten hat, bleibt noch zu klären.

Umgekehrt kann an dieser Stelle aus den beobachteten Resonanzbreiten mit Gleichung (5.19) und (5.41) auch eine Lokalzeitvariation des radialen Dichtegradienten am geostationären Orbit berechnet werden. Nimmt man für das Magnetfeld wieder ein Dipolfeld an, so ist der einzige unbekannte Parameter der Wert der Plasmadichte für die Alfvéngeschwindigkeit $v_{A,G}$. Da ein Wert für $\rho_{0,G}$, also quasi die Plasmadichte an der Erdoberfläche, sicherlich nicht sinnvoll abgeschätzt werden kann, sucht man einen geeigneten Referenzwert in der Magnetosphäre und ersetzt $\rho_{0,G}$ entsprechend mit $\rho_{0,eq}(L)L^q$.

Abbildung 5.15 zeigt zwei mögliche Lokalzeitverläufe des Exponenten der radialen Dichteviation. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der Annahme einer konstanten Dichte entlang des geostationären Orbits. Im zweiten Fall (gestrichelte Linie) wird die Dichte am geostationären Orbit entsprechend Gleichung (5.37) aus den Eigenperioden der Feldlinien berechnet. Die Grundlage bildet hierfür eine Arbeit von Takahashi et al. [1984a], in der eine typische Lokalzeitvariation der harmonischen Eigenfrequenzen der Feldlinien als Funktion der Lokalzeit diskutiert wird (siehe auch Abbildung 5.21 in Abschnitt 5.2). Die angegebenen Frequenzen werden mit einem Faktor 0.8 multipliziert, um die Ungenauigkeiten der von Takahashi et al. [1984a] eingesetzten *Time-of-Flight* Näherung im Vergleich zu den genaueren Berechnungen von Cummings et al. [1969] zu berücksichtigen. Im Bereich des Tag-Nacht-Übergangs auf der Abendseite liegen keine Angaben der Eigenfrequenzen vor, da es hier erfahrungsgemäß zu einer Ausdehnung der Plasmasphäre über den geostationären Orbit hinweg kommen kann, was zu einer starken Variation der Eigenfrequenzen führt. Takahashi et al. [1984a] geben die Eigenfrequenzen der Feldlinien nur für Intervalle von zwei Stunden Lokalzeit an, daher wurden hier die Resonanzbreiten aus Abbildung 5.14 über einen entsprechenden Zeitraum gemittelt. Da in die Berechnung der Exponenten der radialen Plasmadichteviation einige nur schwer abzuschätzende Größen eingehen, wie etwa die Bandbreite der Frequenzen $\Delta\omega$ oder die Verteilungsfunktion der Plasmadichte, geben die Kurven lediglich die Größenordnung des Exponenten und seiner Variation mit der Lokalzeit wieder. Wie schon in der Arbeit von Poulter et al. [1984] gezeigt ist, kommt es auf der Morgenseite der Magnetosphäre zu einem stärkeren radialen Gradienten der Plasmadichte als auf der Abendseite.

5.1.6 Zusammenfassung

Die statistische Untersuchung der Wellenaktivität im Pc 5 Frequenzbereich anhand von Registrierungen zwischen Juli und Dezember 1993 zeigt, daß in der Magnetosphäre entlang des geostationären Orbits die Energie symmetrisch bezüglich des Mittagsektors verteilt ist. Wellen im entsprechenden Frequenzbereich treten sowohl im Morgen- als auch im Nachmittagsektor gleichermaßen auf. Registrierungen von Bodenmagnetometern zeigen Wellenaktivität hingegen nur auf der Morgenseite. Verantwortlich für die Abschirmung der in der Magnetosphäre vorhandenen Energie ist die Ionosphäre, die Wellen in Abhängigkeit von ihren horizontalen Skalenlängen unterschiedlich stark dämpft und geometrische Strukturen verschmiert. Die transversale Wellenaktivität im Pc 5 Frequenzbereich läßt sich im wesentlichen auf stehende Wellen und Feldlinienresonanzen zurückführen. Da die Untersuchungen zeigen, daß eine Variation der azimuthalen Wellenzahl keinen nennenswerten Einfluß auf die Dämpfung der Wellen durch die Ionosphäre hat, wie bisher angenommen wurde, deutet die Asymmetrie der Beobachtungen auf eine Variation der radialen Resonanzbreite hin. Diese wiederum ist eine Folge unterschiedlicher radialer Gradienten der Plasmadichte.

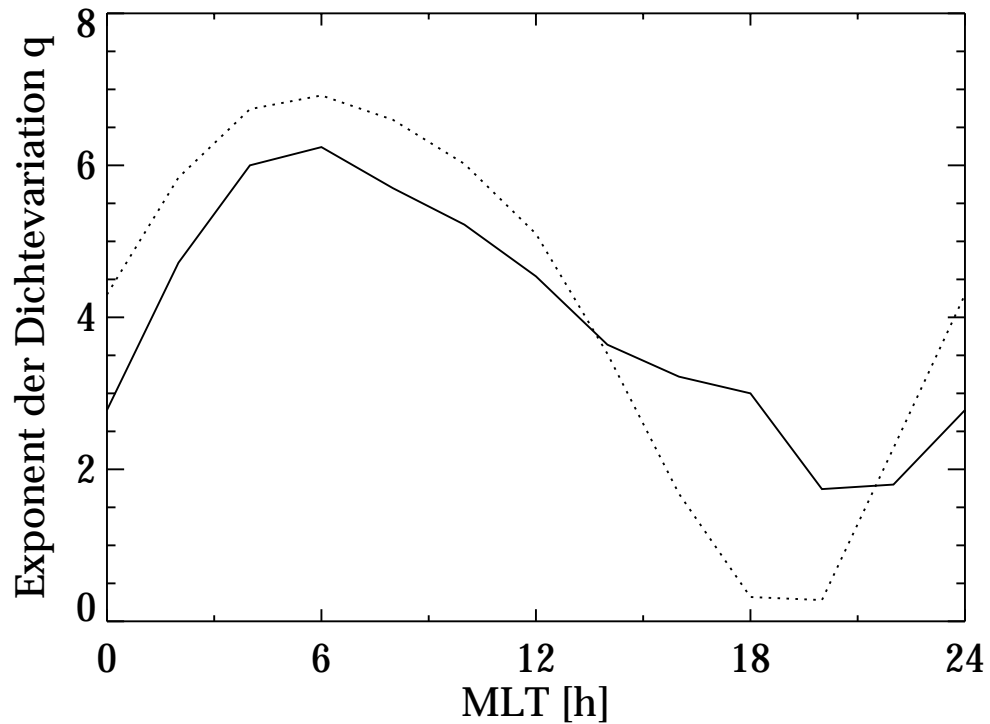


Abbildung 5.15: Lokalzeitprofil des Exponenten der radialen Dichteveriation für eine konstante Dichte am geostationären Orbit (durchgezogene Linie) und für eine Dichteveriation mit der Lokalzeit (gestrichelte Linie).

Auf der Morgenseite führt ein stärkerer Abfall der Dichte mit dem radialen Abstand zu einem kleineren radialen Gradienten der Eigenfrequenzen der Feldlinien und damit zu größeren Resonanzbreiten als auf der Abendseite. Rein intuitiv hätte man eigentlich einen stärkeren Gradienten der Plasmadichte auf der Abendseite erwartet, wenn man eine konstante Dichte entlang der Plasmopause und der Magnetopause annimmt, da hier die Distanz zwischen der Plasmopause und der Magnetopause durch die Ausdehnung der Plasmasphäre kleiner ist als auf der Morgenseite. Es bleibt damit zu klären, wie es in der Magnetosphäre zu den beobachteten Dichteverteilungen kommt.

Die Abschirmung von Wellen durch die Ionosphäre auf der Nachmittagseite führt dazu, daß die Analyse von Pulsationseigenschaften anhand von Bodenbeobachtungen einigen Einschränkungen unterliegt. Diese beziehen sich in erster Linie auf die direkte Korrelation von Boden- und Satellitendaten, sei es statistischer Natur oder bei einem Vergleich simultaner Ereignisse. Aber auch die Untersuchung von Eigenschaften von Pulsationen in Abhängigkeit von der Lokalzeit wird an der Erdoberfläche durch die lokalzeitabhängige Abschirmung durch die Ionosphäre erschwert und verfälscht.

Desweiteren führt die Verbreiterung von Strukturen durch die Ionosphäre dazu, daß Wellen konstanter Frequenz über einen gewissen Bereich geographischer Breite registriert werden, obwohl deren radiale Struktur an der Ionosphäre nur einige Kilometer beträgt. Der Einsatz von Bodenmagnetometern trägt sogar noch weiter zu diesem Effekt bei, da bei dieser Meßmethode über eine bestimmte räumliche Ausdehnung an der Ionosphäre integriert wird. Durch den gleichen Effekt führt die Ionosphäre nicht nur zu einer Verbreiterung im Ortsraum, sondern auch im Frequenzraum, da Bodenstationen auch das — wenn auch abgeschwächte — Signal eines benachbarten Feldlinientorus registrieren.

Die hier durchgeführten Untersuchungen geben keine Hinweise darauf, daß es sich bei dem Transport von Energie durch die Ausbreitung von MHD-Wellen im Pc 5 Frequenzbereich in die Nachtseite der Magnetosphäre um einen typischen und effektiven Prozess handelt. Das Niveau der Wellenaktivität liegt auf der Nachtseite deutlich unterhalb dem der Tagseite. Es läßt sich allerdings anhand statistischer Untersuchungen nicht ausschließen, daß der Energietransport prinzipiell, d.h. im Einzelfall funktioniert. Untersuchungen einzelner Ereignisse lassen sich im Pc 5 Frequenzbereich über einen längeren Zeitraum kaum anstellen, da die Wellen häufig von breitbandiger Aktivität überlagert sind. Im nächsten Abschnitt werden daher Wellen im Pc 3-4 Frequenzbereich auf ihre Ausbreitung hin untersucht.

5.2 Lokalzeitverteilung transversaler harmonischer Pc 3-4 Pulsationen

Im Gegensatz zu den Pulsationen im niederfrequenten Pc 5 Bereich lassen sich Wellen im Pc 3-4 Bereich häufig sehr deutlich in dynamischen Spektren identifizieren. Das Ziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt soll sein, anhand einzelner Wellenereignisse nach Hinweisen darauf zu suchen, ob sich Wellenzüge, die zweifelsfrei auf der Tagseite vorhanden sind, auch bis in die Nachtseite verfolgen lassen. Ein derartig ausgedehnter Wellenzug würde bestätigen, daß eine azimutale Ausbreitung von transversalen Wellen in der Magnetosphäre möglich ist, da nach heutigem Wissensstand kein Anregungsmechanismus existiert, der in jedem Lokalzeitbereich gleichzeitig genügend Energie zur Verfügung hat, um Alfvénwellen anzuregen. Damit wäre weiterhin gezeigt, daß Pulsationen in der Lage sind, Energie von der Tag- auf die Nachtseite zu transportieren.

5.2.1 Die Daten

Zur Verfügung stehen Registrierungen des magnetischen Feldes, aufgenommen von den geostationären Satelliten GOES 5 und GOES 6 im Zeitraum April-Juli 1985.

GOES 5 war der siebte einer Reihe von der NASA entwickelter, geostationärer Satelliten. Der Start erfolgte am 22.05.1981 von Cape Canaveral. Der Orbit hatte eine Inklination von 0.32° , ein Apogäum von 35 769 km und ein Perigäum von 35 715 km. Die Periode eines Orbits betrug 1 434 min, also nur knapp einen Tag, wodurch es mit der Zeit zu einer kleinen Variation der longitudinalen Koordinate des Satelliten kam. Der spinstabilisierte Satellit befand sich bei ca. 75°W ($\Rightarrow \text{MLT} = \text{UT} - 5 \text{ h}$), genauer zwischen 73.7 und 76.4°W im hier zur Verfügung stehenden Zeitraum.

Entsprechende Informationen über GOES 6 sowie die identische Instrumentierung beider Satelliten wurden bereits in Abschnitt 5.1.1 beschrieben. Der Satellit befand sich im Zeitraum April-Juli 1985 zwischen 98.4 und 107.9°W ($\Rightarrow \text{MLT} \approx \text{UT} - 7 \text{ h}$).

Die vorliegenden Daten werden zunächst auf Lücken und Datenfehler hin untersucht. Dann werden dynamische Spektren berechnet, wobei die Fensterlänge ca. 30 min beträgt. Innerhalb dieser Intervalle werden der Mittelwert und der lineare Trend subtrahiert und ein 5% Cosinus-Taper überlagert. Die dynamischen Spektren werden per Durchsicht auf das Auftreten von transversalen harmonischen Wellen im Pc 3-4 Frequenzbereich hin untersucht. Ebenso werden Einsatzzeiten und Frequenzen der Pulsationen anhand der dynamischen Spektren ermittelt.

An mehr als 80% der Tage treten in der azimuthalen Komponente Pulsationsereignisse auf, die sich auf der ganzen Tagseite über einen relativ langen Zeitraum beobachten lassen. Auffällig ist dabei vor allem das Vorhandensein mehrerer harmonischer Moden.

In dem nächsten Abschnitt werden zwei ausgewählte Beobachtungen der beiden geostationären Satelliten vom 04.05.1985 und vom 14.05.1985 vorgestellt. Die transversalen harmonischen Moden sind in den dynamischen Spektren jeweils deutlich in der azimuthalen B_y Komponente zu erkennen. Neben der oben diskutierten Frage nach der Ausbreitung der Wellen und damit nach ihrer Rolle für die globale Dynamik der Magnetosphäre geht es hier auch darum, einzelne Details zu untersuchen, wie etwa die Variation der Frequenzen, ihre mögliche Anregung und ihre zeitliche und räumliche Entwicklung.

5.2.2 Die Beobachtungen vom 04.05.1985 und 14.05.1985

Abbildung 5.16 zeigt das dynamische Spektrum der GOES 5 Registrierungen vom 04.05.1985. Deutlich treten hier zwischen 10:00-01:00 UT in der azimuthalen B_y Komponente mehrere harmonische Wellen im Frequenzbereich zwischen 15-40 mHz auf. Diese Signaturen lassen sich nicht in den anderen Komponenten bzw. im Gesamtma-

gnetfeld wiederfinden. Ausnahme ist das herausragende Amplitudenmaximum zwischen 18:00-20:00 UT, welches auch in der radialen B_x Komponente, aber wiederum nicht im Gesamtmagnetfeld auftritt. Die entsprechenden Moden sind folglich rein transversal. Zwischen 22:00-00:00 UT ist in allen Komponenten eine Erhöhung der Aktivität im entsprechenden Frequenzbereich zu erkennen. Im Bereich zwischen 5-12 mHz tritt noch eine weitere Mode auf, welche sich allerdings auch in der radialen Komponente und kurzzeitig auch im Spektrum der feldparallelen B_z Komponente und des Gesamtmagnetfeldes wiederfinden läßt. Der Verlauf der Frequenz mit der Zeit läßt allerdings doch vermuten, daß es sich hier um eine weitere, niedrigere Harmonische der oben erwähnten rein transversalen Wellen handelt.

In Abbildung 5.17 ist das dynamische Spektrum der GOES 6 Registrierungen für den gleichen Zeitraum dargestellt. Auch hier erkennt man harmonische Strukturen in der azimuthalen B_y Komponente im gleichen Frequenzbereich wie bei GOES 5. Der Einsatz erfolgt bei GOES 6 allerdings einige Stunden später. Die niederfrequente Mode, welche auch hier wieder vorhanden ist, setzt deutlich vor den höherharmonischen Wellen ein. Die B_z Komponente und damit auch das Spektrum der Gesamtmagnetfeldstärke weisen technische Artefakte auf und sind für eine Interpretation nur eingeschränkt zu verwenden.

In beiden Spektren treten zusätzlich auch kompressible Pulsationen auf, die sich auf Aktivitäten in der Nachtseite zurückführen lassen. Das kompressible Ereignis um 08:00 UT, welches deutlich bei beiden Satelliten und in allen Magnetfeldkomponenten registriert wird, ist mit dem Einsatz eines mittleren magnetischen Teilsturms ($AL \approx -350$ nT) korreliert. Beide Satelliten befinden sich zu dem Zeitpunkt noch im frühen Morgensektor (GOES 5: 03:10 MLT; GOES 6: 01:00 MLT). Auch die kompressible Aktivität in den Morgenstunden des 04.05.1985 hängt mit dynamischen Prozessen auf der Nachtseite zusammen. Auf diese Ereignisse wird in diesem Abschnitt nicht näher eingegangen.

Die dynamischen Spektren der Registrierungen vom 14.05.1985 sind in den Abbildungen 5.18 und 5.19 dargestellt. Bei GOES 5 erkennt man das Vorhandensein der fundamentalen, sowie der zweiten bis vierten Harmonischen. Bei GOES 6 treten die fundamentale, zweite und dritte Harmonische auf. Wiederum erkennt man bei GOES 6 das Auftreten der Artefakte in der B_z Komponente und damit auch im Gesamtmagnetfeld. Weiterhin existiert eine Datenlücke gegen 12:10 UT. Da die Variation der Frequenzen an beiden hier gezeigten Tagen sehr ähnlich ist, wird diesbezüglich im folgenden nur der 04.05.1985 detailliert betrachtet.

5.2.3 Die Variation der Frequenzen

Es soll zunächst die zeitliche Entwicklung der Pulsationsereignisse vom 04.05.1985 näher untersucht werden. Die Amplituden der Pulsationen liegen im Bereich von einigen Nanotesla. Sie sind nicht konstant, sondern variieren mit der Zeit. Die harmonischen Frequenzen ändern sich kontinuierlich. Bei GOES 5 steigen sie bis zu

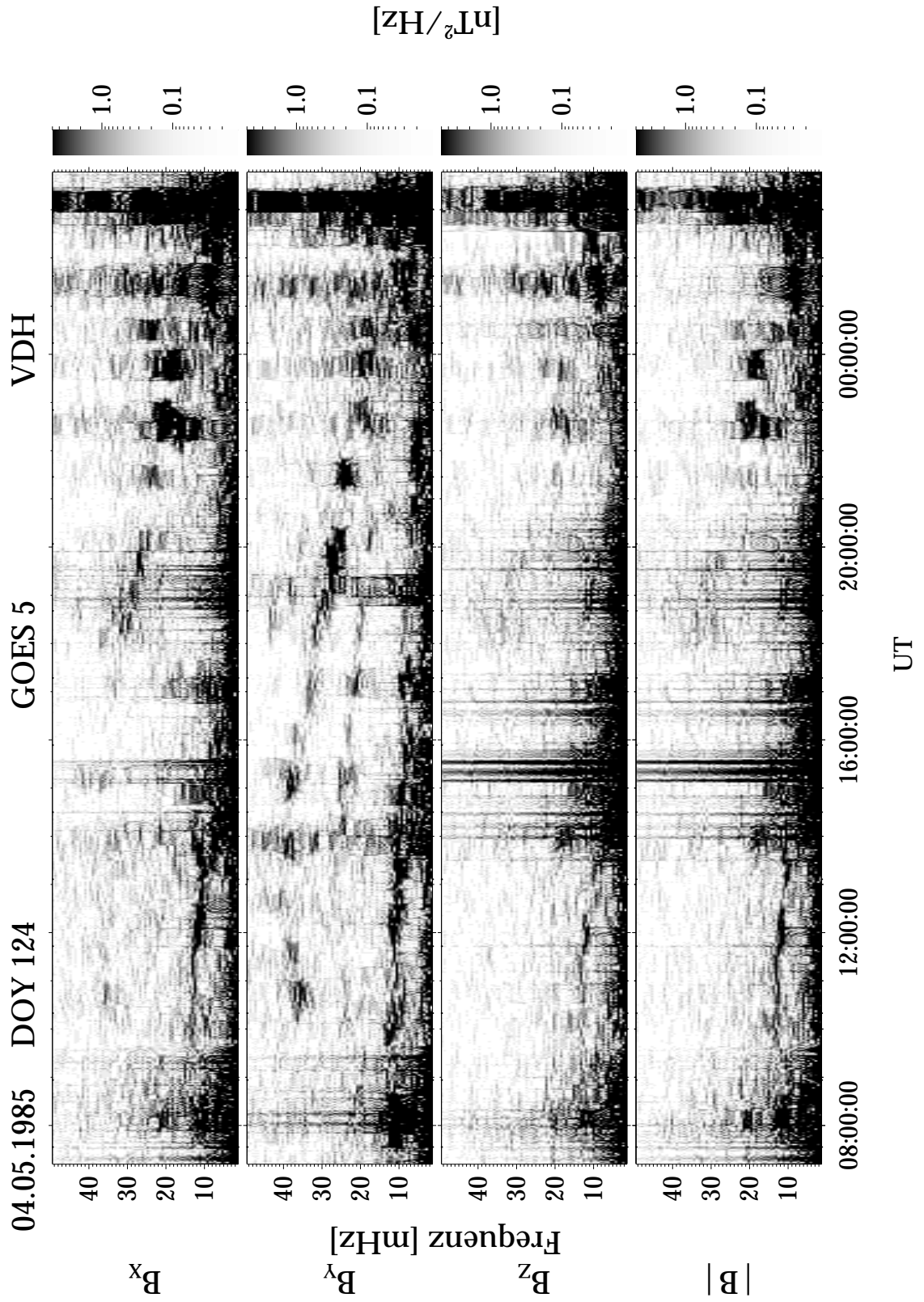


Abbildung 5.16: GOES 5 Registrierungen vom 04.05.1985.

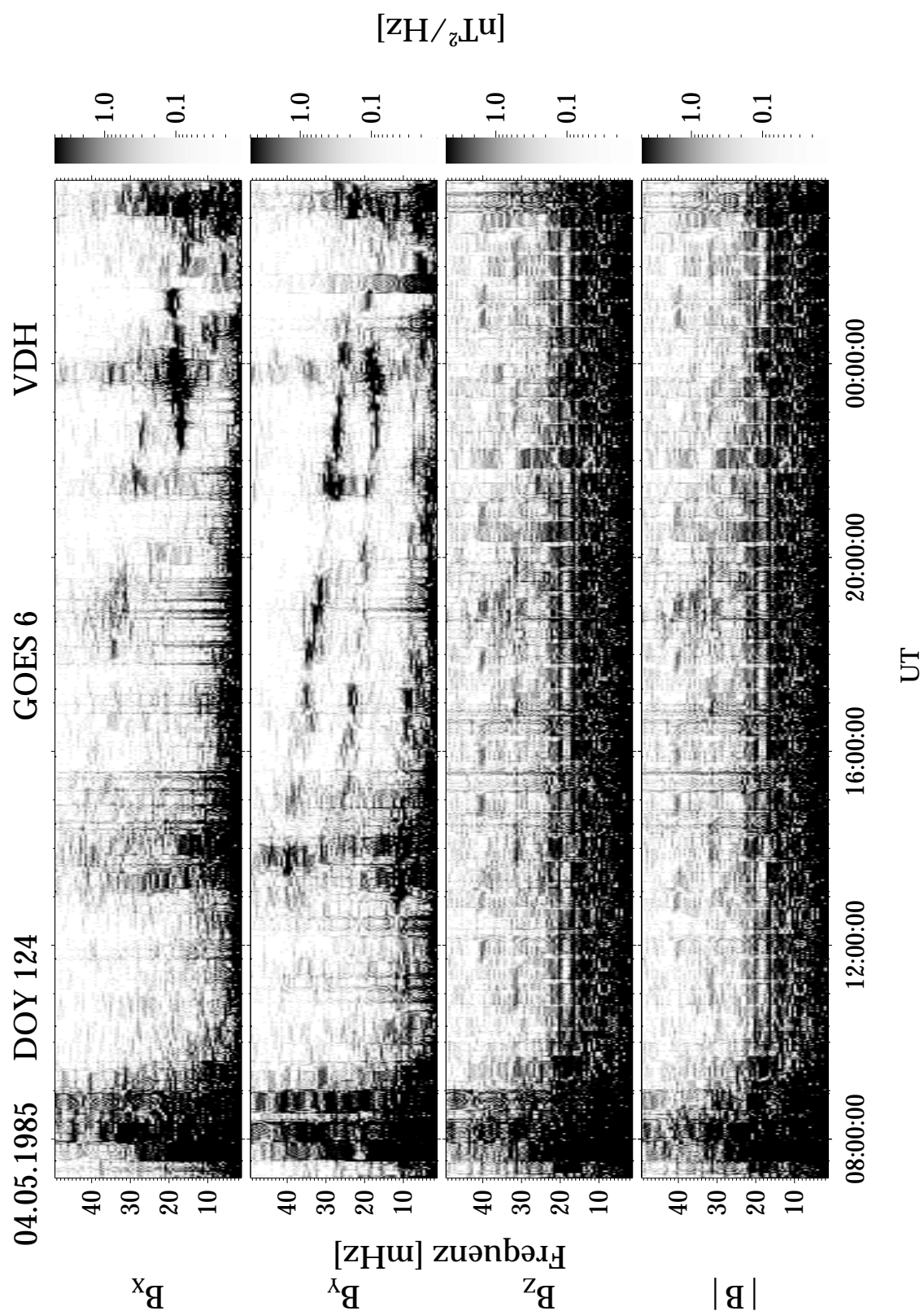


Abbildung 5.17: GOES 6 Registrierungen vom 04.05.1985.

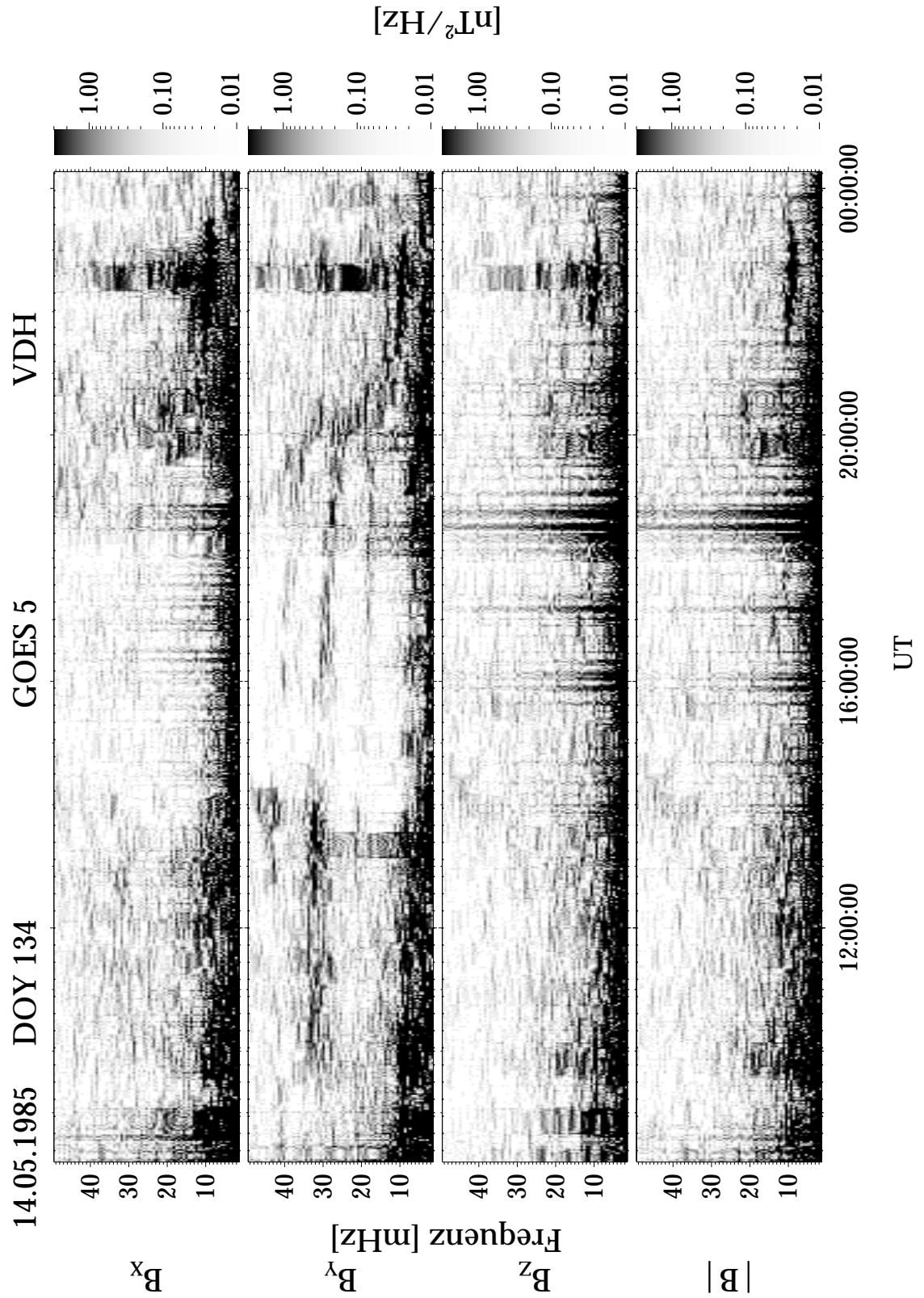


Abbildung 5.18: GOES 5 Registrierungen vom 14.05.1985.

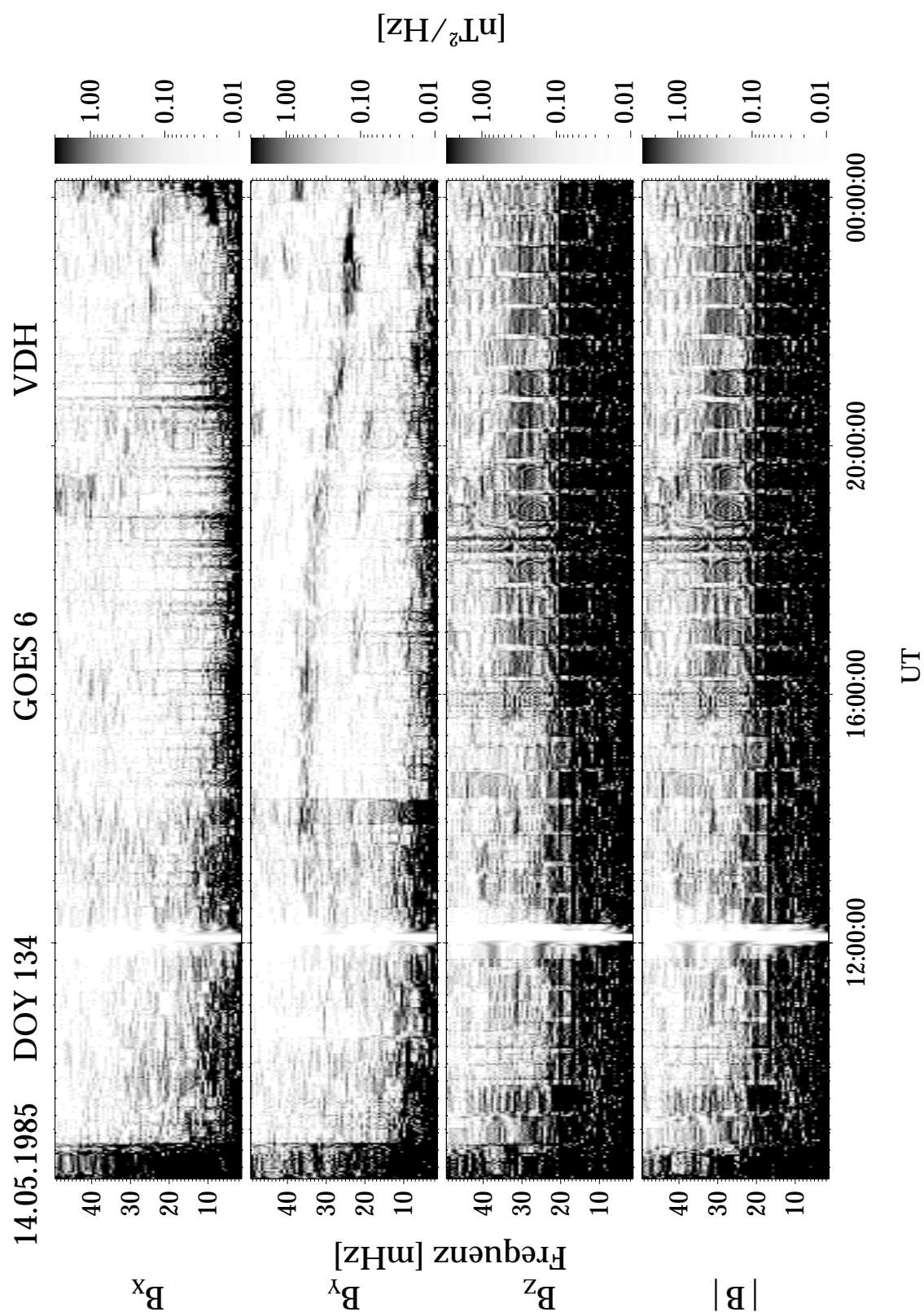


Abbildung 5.19: GOES 6 Registrierungen vom 14.05.1985.

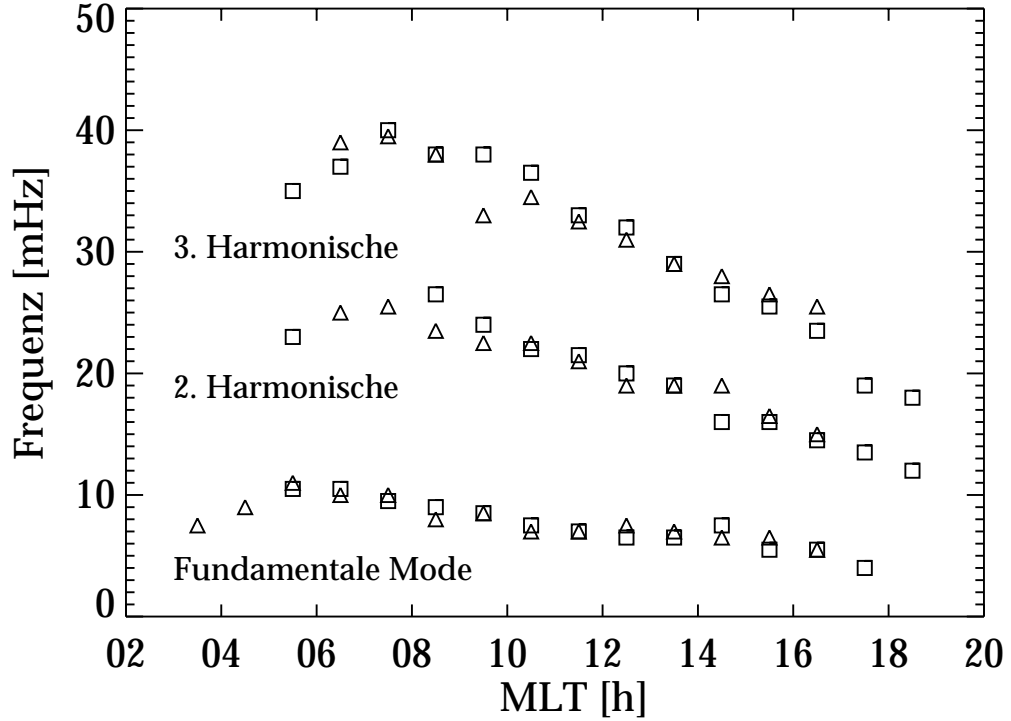


Abbildung 5.20: *Dominierende Frequenzen in der azimuthalen Komponente der GOES 5 (\square) und GOES 6 (\triangle) Registrierungen vom 04.05.1985 als Funktion der magnetischen Lokalzeit.*

einer maximalen Frequenz gegen 13:00 UT, also etwa 08:00 MLT. Danach fallen sie auf der Nachmittagsseite der Magnetosphäre ab. In Abbildung 5.20 sind die Verläufe der Amplitudenmaxima aller drei Harmonischen über die magnetische Lokalzeit aufgetragen. Die Registrierungen von GOES 5 sind dabei durch Vierecke und die von GOES 6 durch Dreiecke gekennzeichnet. Man erkennt sehr deutlich die Übereinstimmung der beobachteten Frequenzen in Abhängigkeit von der Lokalzeit.

Diese Übereinstimmung deutet darauf hin, daß die Frequenzen der transversalen harmonischen Wellen abhängig sind vom Ort innerhalb der Magnetosphäre und im gezeigten Fall nicht einer rein zeitlichen Variation unterliegen. Da es sich bei den vorliegenden Pulsationen in der azimuthalen Komponente um stehende Alfvénwellen handelt, läßt sich direkt auf einen Zusammenhang mit den lokalen Eigenfrequenzen der Feldlinien entlang des geostationären Orbits schließen, die eine Funktion der Magnetfeldstärke und der lokalen Plasmadichte sind. Für die Berechnung der fundamentalen Eigenfrequenz einer Feldlinie gilt wieder die *Time-of-Flight* Näherung entsprechend Gleichung (5.31):

$$f_0 = \left(2 \int \frac{ds}{v_A(s)} \right)^{-1} = \left(2 \int \frac{\sqrt{\mu_0 \rho_0(s)} ds}{B_0(s)} \right)^{-1}, \quad (5.44)$$

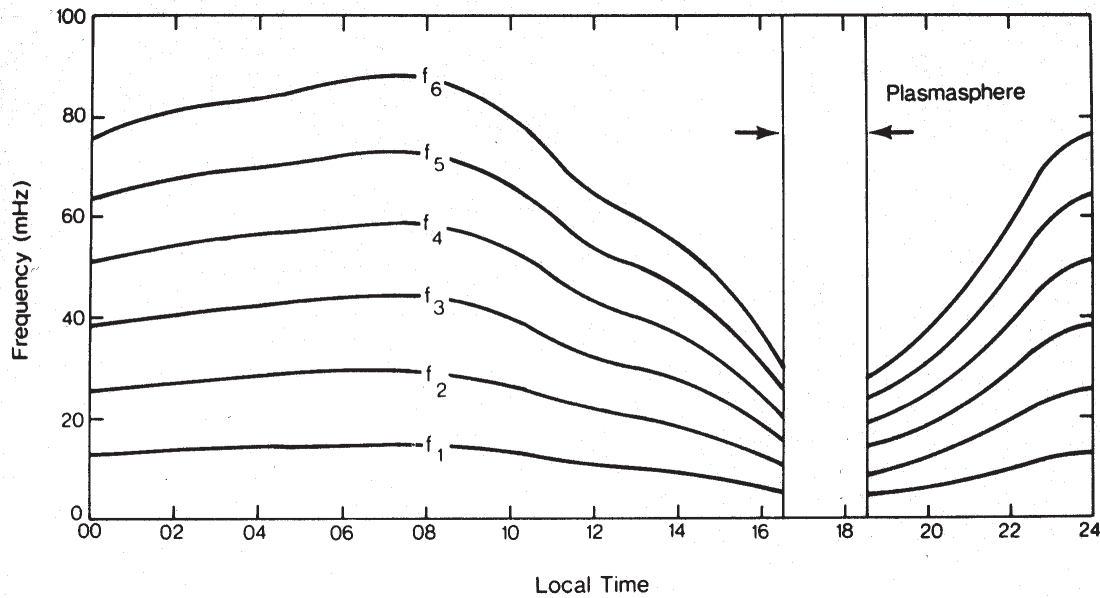


Abbildung 5.21: Tagesvariation der Eigenfrequenzen der Feldlinien entlang des geomagnetischen Orbits nach Takahashi et al. [1984a].

wobei $v_A(s)$ die Variation der Alfvéngeschwindigkeit entlang der Feldlinie ist und B_0 und ρ_0 die Magnetfeldstärke und die Plasmadichte sind.

Nach einer theoretischen bzw. numerischen Arbeit von Singer et al. [1981] auf der Grundlage entkoppelter Wellengleichungen in beliebiger Magnetfeldgeometrie ist bekannt, daß die Abweichung des Magnetfeldes von einer Dipolkonfiguration keinen Einfluß auf die Eigenfrequenzen der tagseitigen Feldlinien entlang des geostationären Orbits hat. Damit bleibt als Ursache für den beobachteten Verlauf der Frequenzen nur eine Variation der Plasmadichte mit der Lokalzeit. Wie bereits im vorherigen Abschnitt 5.1 diskutiert, wird diese Abhängigkeit von Takahashi et al. [1984a] detailliert untersucht. In ihrem Modell verwenden sie eine Dichteverteilung $\sim r^{-4}$ entlang der Feldlinien für ein stoßfreies Plasma gemäß Eviatar et al. [1964]. Weiter nehmen sie eine konstante äquatoriale Plasmadichte entlang der Plasmopause an und außerhalb derselben eine Variation mit L^{-4} innerhalb eines festen Meridians [Chappell, 1974]. Mit Gleichung 5.44 läßt sich dann die Eigenfrequenz einer Feldlinie anhand der äquatorialen Dichte an der Plasmopause bestimmen. Mit Hilfe eines Modells der Form der Plasmopause nach Chappell et al. [1971] unter Berücksichtigung der Ausdehnung der Plasmasphäre im Abendsektor kann nun die Variation der harmonischen Frequenzen der stehenden Alfvénwellen entlang des geostationären Orbits über der Lokalzeit berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.21 dargestellt.

Der Vergleich mit den in Abbildung 5.20 dargestellten Frequenzen der azimuthalen Pulsationen zeigt deutlich, daß es sich bei den Beobachtungen um die fundamentale sowie die zweite und dritte Harmonische der geführten Alfvén-Mode handelt. In dem dynamischen Spektrum der Registrierungen von GOES 5 (Abbildung 5.16) ist

gegen 19:00 UT sogar für kurze Zeit die vierte Harmonische auszumachen.

Prinzipiell sind die Registrierungen der transversalen, bzw. azimuthalen Pulsationen vom 14.05.1985 denen vom 04.05.1985 sehr ähnlich. Die Variation der Frequenzen entspricht wieder dem Modell von Takahashi et al. [1984a]. Daher wird auf eine erneute detaillierte Beschreibung der entsprechenden Zusammenhänge verzichtet.

5.2.4 Die Entwicklung der Moden und ihre mögliche Anregung

Beide Satelliten registrieren auf der Morgen- und Tagseite rein transversale Wellen in der azimuthalen Komponente. Gegen 18:00-20:00 UT des 04.05.1985 kommt es zu einer gleichzeitigen Intensivierung der spektralen Energie der entsprechenden Frequenz an beiden Satelliten. Von diesem Zeitpunkt an, also während sich beide Satelliten im Abendsektor befinden, ist die dritte Harmonische auch in der radialen Komponente zu erkennen. Es liegt hier folglich eine Änderung der Polarisationsrichtung der Pulsationen vor.

Ähnliche Beobachtungen wurden bereits von Hughes et al. [1978] und Takahashi et al. [1984a] näher untersucht. Beide Arbeitsgruppen verwenden Datensätze der geostationären Satelliten ATS 6, SMS 1 und SMS 2. Diese drei Satelliten befanden sich im Frühjahr 1975 in einer außergewöhnlich glücklichen Konstellation mit Entfernungen zwischen 0.5° bis maximal 20° voneinander. Dies ermöglicht genauere Analysen gleichzeitig registrierter Pulsationen. Mit Hilfe dynamischer Spektren und Kreuzspektralanalysen werden Informationen über Kohärenzverhalten und Phasenunterschiede gewonnen. Hiermit lassen sich wiederum Aussagen über die azimuthale Wellenzahl, die azimuthale Phasengeschwindigkeit und die Richtung der Ausbreitung treffen. Die Wellenzahl erhält man mit $m(\omega) = \Delta\Theta(\omega)/\Delta\phi$ (siehe auch Gleichung (4.43)). Hierbei ist $\Delta\Theta(\omega)$ der Phasenunterschied einer Pulsation der Frequenz ω registriert an zwei geostationären Satelliten mit dem azimuthalen Abstand $\Delta\phi$. Befinden sich diese in einem radialen Abstand R , so ergibt sich die azimuthale Phasengeschwindigkeit durch $v_{ph} = R\omega/m(\omega)$ (siehe auch Gleichung (4.44)).

In den Untersuchungen von Hughes et al. [1978] und Takahashi et al. [1984a] zeigen die tagseitigen, transversalen Pulsationen gleiche Eigenschaften. Alle Registrierungen sind stark kohärent über azimuthale Entfernungen von bis zu 20° . Die azimuthale Wellenzahl der Pulsationen ist in der Regel klein ($m < 10$) und wechselt ihr Vorzeichen im Mittagsektor. Dies deutet auf eine westwärtige Ausbreitung auf der Morgenseite und eine ostwärtige auf der Abendseite, also jeweils von der Tag- auf die Nachtseite. Takahashi et al. [1984a] geben dabei azimuthale Phasengeschwindigkeiten von ungefähr 1 700 km/s an. In beiden Arbeiten wird die Kelvin-Helmholtz Instabilität [Southwood, 1968] als möglicher Anregungsmechanismus angegeben, auch wenn die beobachteten Geschwindigkeiten höher sind als bekannte Werte der Strömungsgeschwindigkeit an der Magnetosheath oder der lokalen Alfvéngeschwindigkeit. Die Angaben der Phasengeschwindigkeiten unterliegen jedoch einer hohen Ungenauigkeit aufgrund der teilweise immer noch sehr großen Separation der Satelliten in

azimutaler Richtung und dem damit verbundenen radialen Abstand bezüglich konstanter L -Schalen.

Hughes et al. [1978] diskutieren in ihren Beobachtungen ebenfalls eine Änderung der Mode im späten Nachmittagsektor. Dort treten transversalen Wellen mit erhöhter Amplitude auch in der radialen Komponente auf und sind radial polarisiert. Die Pulsationen zeigen eine verminderte Kohärenzlänge bezüglich der tagseitigen Pulsationen, was auf eine wesentlich höhere azimutale Wellenzahl hindeutet. Als mögliche Anregung wird eine lokale Instabilität diskutiert, die durch einen Gradienten der Intensität hochenergetischer Protonen aus der Nachtseite hervorgerufen wird.

Da in den in diesem Abschnitt vorgestellten Registrierungen (siehe Abbildung 5.16 und 5.17) der Einsatz der Pulsationen in der radialen Komponente zunächst bei GOES 6 erfolgt und erst einige Minuten später bei GOES 5, der sich bereits weiter auf der Nachtseite befindet als GOES 6, scheint hier die Quelle der Energie auf der Tagseite zu liegen. Es könnte etwa durch einen Impuls im Sonnenwind oder eine Drehung des interplanetaren Magnetfeldes eine Intensivierung der Kelvin-Helmholtz Instabilität hervorgerufen werden, die sich dann in einer einfachen Erhöhung der Amplituden der Pulsationen auswirkt, die dadurch dann auch in der radialen Komponente sichtbar werden. Weiterhin sind die Wellen, wie schon auf der Tagseite, azimutal polarisiert.

Die gegen 22:00 UT auftretenden kompressiblen Pulsationen haben ihre maximale Amplitude in der radialen B_x Komponente und können daher mit hoher Wahrscheinlichkeit auf die oben genannte Instabilität hochenergetischer Protonen zurückzuführen sein. Die Indizes der geomagnetischen Aktivität (AL, AU, Dst, Kp) geben keinen direkten Hinweis auf eine mögliche Anregung.

Da sich analoge Analysen der Phasenunterschiede und damit die Berechnung der azimutalen Geschwindigkeiten für den vorliegenden Fall der GOES 5 und GOES 6 Registrierungen aufgrund des azimutalen Abstandes der Satelliten von 34° nicht durchführen lassen, soll im weiteren wieder der Fragestellung nachgegangen werden, welche Bedeutung die beobachteten Pulsationen für den Energietransport auf die Nachtseite haben. Hierzu werden die räumliche und zeitliche Entwicklung bzw. Begrenzung der Pulsationen näher untersucht.

5.2.5 Die zeitliche und räumliche Begrenzung von Wellenfeldern

Eine gute Möglichkeit der Identifizierung von der zeitlichen und räumlichen Entwicklung von Pulsationsaktivität ist die Auftragung von beobachteten Ereignissen in Diagrammen, in denen die magnetische Lokalzeit (der Raum) über der Weltzeit (der Zeit, UT) aufgetragen ist. Als Wellenfeld soll hier die Region bezeichnet werden, in der erhöhte Pulsationsaktivität auftritt.

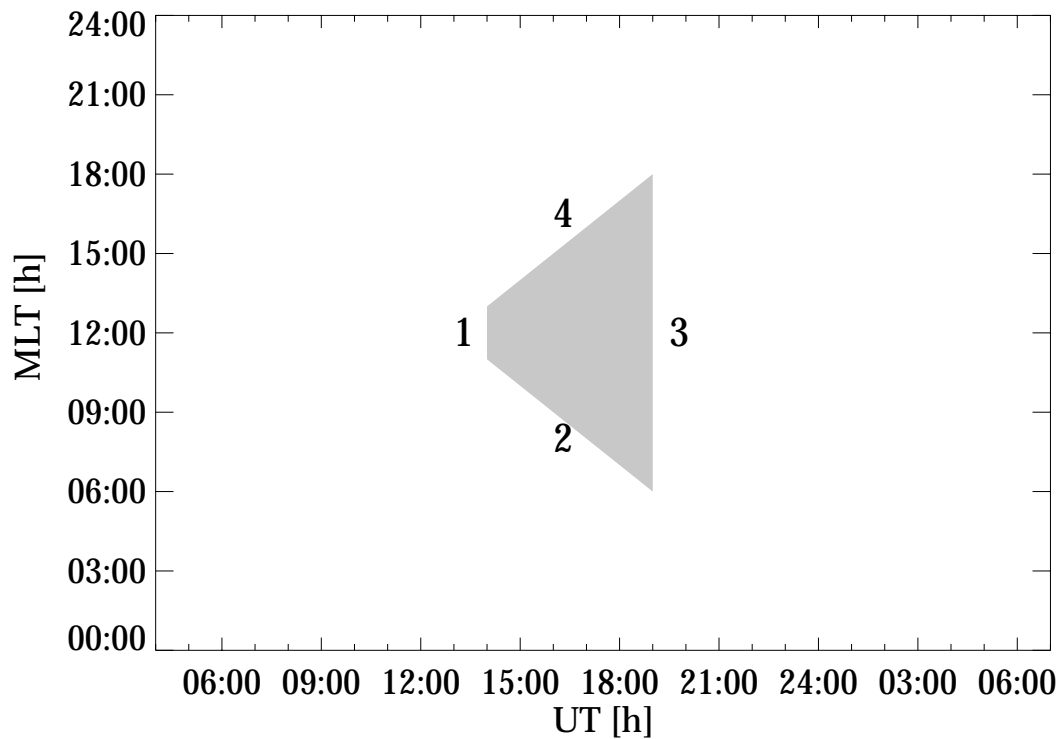


Abbildung 5.22: *MLT–UT Diagramm einer gleichmäßigen Ausbreitung von Wellen.*

Prinzipiell beschreiben Gradienten in x -Richtung die zeitliche und die in y -Richtung die räumliche Entwicklung eines Wellenfeldes. Desweiteren kann man in der Regel vier äußere Begrenzungen angeben, die in der im folgenden beschriebenen Abbildung 5.22 durchnummeriert sind.

- 1: charakterisiert den Verlauf und die Form der Anregung
- 3: charakterisiert das Ausklingen der Aktivität
- 2/4: zeigen die Ausbreitung der Wellen in azimuthaler Richtung

In dem Beispiel von Abbildung 5.22 ist eine gleichmäßige Ausbreitung von Wellen in beide azimuthale Richtungen (2/4) dargestellt, nachdem sie von einer endlich ausgedehnten Quelle (1) im Mittagsektor angeregt wurden. Nach einer gewissen Zeit klingen die Wellen dann gleichzeitig ab (3).

Aus diesem Beispiel läßt sich auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen ableiten. Die Wellen breiten sich in 5 h UT um 5 h Lokalzeit aus. Dies entspricht einer Winkelgeschwindigkeit von $15^\circ/\text{h}$ oder am geostationären Orbit einer Geschwindigkeit von 3.6 km/s.

Die Wellenfelder werden von Satelliten abgetastet. Anhand der Einsatz- und Ausklingzeiten beobachteter Pulsationen können die zeitlichen und räumlichen Begrenzungen bedingt festgelegt werden. Im folgenden wird dies an einigen sehr einfachen

Wellenfeldern und den geostationären Satelliten GOES 5 und GOES 6 gezeigt. Der Orbit eines mit der Erde rotierenden Satelliten entspricht in einem MLT–UT Diagramm einer Geraden.

Abbildung 5.23 zeigt vier Beispiele von Satellitenbeobachtungen einfacher Wellenfelder. Je nachdem, wo und wann die Beobachtungen erfolgen, sind verschiedene Aussagen möglich, bzw. nicht möglich:

- A (oben links):** Die Satelliten bewegen sich in bereits bestehendes, aber räumlich unverändertes aktives Gebiet, welches zerfällt oder gedämpft wird, während sich die Satelliten hindurchbewegen. Es können keine Aussagen über den zeitlichen Einsatz der Wellen oder deren räumliche Ausbreitung in die Nachtseite getroffen werden.
- B (oben rechts):** Die Quelle wird eingeschaltet, während sich die Satelliten in der entsprechenden Region befinden. Später bewegen sie sich aus dieser unveränderten Region heraus. Es können keine Aussagen über den weiteren Verlauf oder die Ausdehnung der aktiven Region auf der Tagseite getroffen werden.
- C (unten links):** Hier lassen sich Einsatz und Ausklingen der Wellen genau bestimmen, aber nicht die Ausdehnung des aktiven Gebiets.
- D (unten rechts):** Hier läßt sich die räumliche Ausdehnung der aktiven Region genau bestimmen, aber nicht der Einsatz und das Ende der Aktivität.

An den gezeigten Beispielen wird die Problematik der Identifizierung von Aktivitätsgebieten mit Hilfe von Satellitenbeobachtungen deutlich. Satelliten können Aktivität nur entlang ihres Orbits, also nicht flächenhaft abtasten. Bei einem einzelnen Satelliten ist nicht einmal eine Unterscheidung zwischen zeitlicher und räumlicher Begrenzung möglich. Auch bei zwei Satelliten, wie die in den Beispielen dargestellten GOES 5 und GOES 6, ist die Eindeutigkeit der Interpretation noch nicht gewährleistet. Um die wirklichen Ausmaße eines Wellenfeldes eindeutig erfassen zu können, benötigt man eine größere Zahl von Satelliten.

Theoretisch könnte man natürlich auf die zahlreichen Bodenstationen zurückgreifen, allerdings tritt dabei die Schwierigkeit auf, daß sich nicht alle Stationen auf dem gleichen Breitengrad befinden und daher eventuell nicht wirklich das gleiche Ereignis registrieren. Dies würde folglich zu weit komplexeren Wellenfeldern führen und eine Interpretation eher erschweren. Das Gleiche gilt natürlich für mehrere Satelliten, wenn sie sich nicht auf dem gleichen Orbit befinden. Idealerweise sollte man sich mehrerer geostationärer Satelliten bedienen, die sich in einem nicht zu großen azimutalen Abstand voneinander befinden und damit ein Wellenfeld gleichmäßig in Ort und Zeit abtasten.

Die hier gezeigten Beispiele sind außerdem natürlich nur stark vereinfachte Wellenfelder. In der Realität können sie fast jede beliebige Form annehmen. Unterliegt

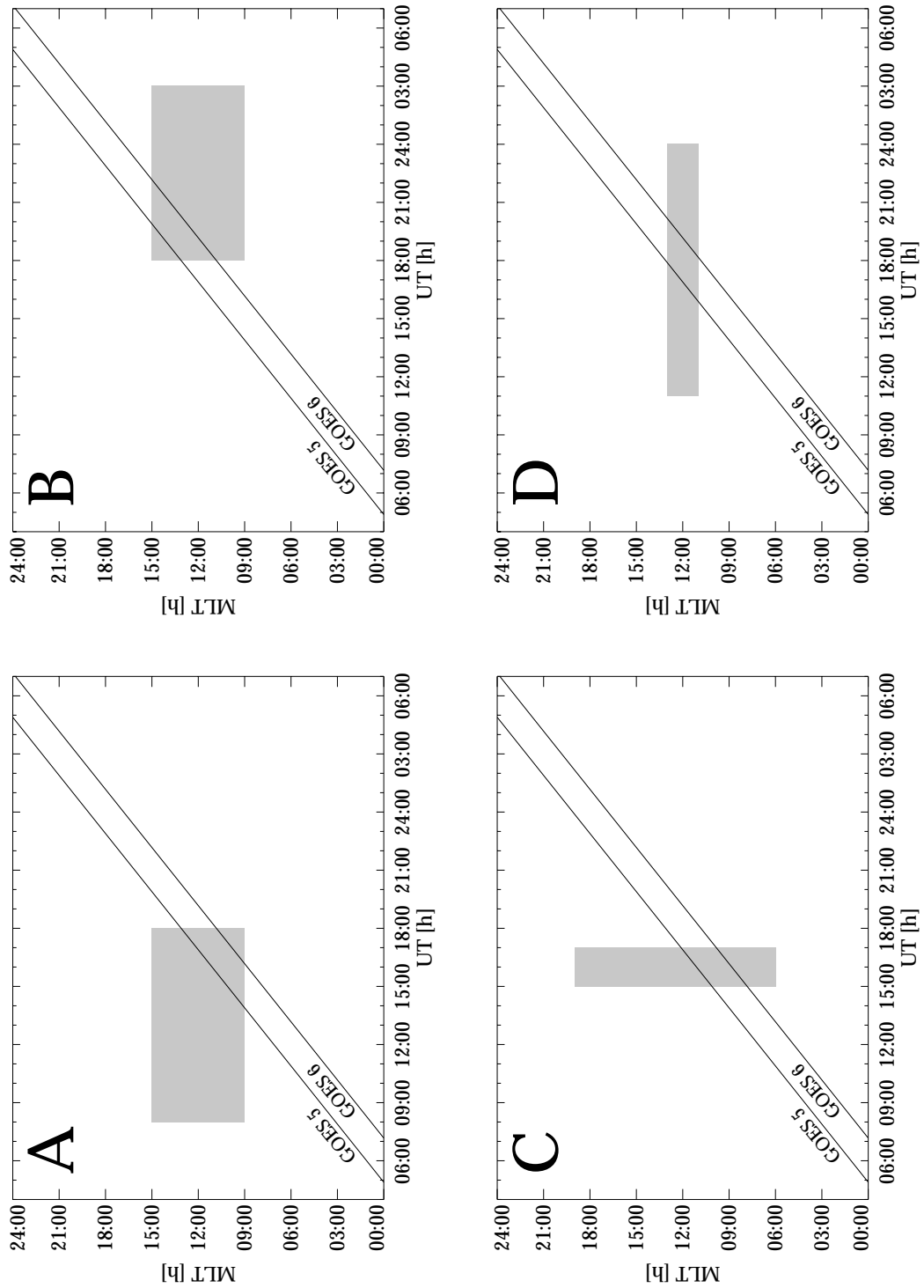


Abbildung 5.23: Beispiele von Satellitenbeobachtungen einfacher Wellenfelder.

zum Beispiel eine bewegte Quelle einem Geschwindigkeitsgradienten, so ist die Begrenzung des zeitlichen Einsatzes im Diagramm keine Gerade mehr, sondern eine beliebig gekrümmte Kurve. Weiterhin können auch die zeitlichen und räumlichen Begrenzungen miteinander verschmelzen. Dies tritt zum Beispiel auf, wenn eine bewegte Quelle Wellen aussendet, die sich schneller ausbreiten als die Quelle selber. In diesem Fall sind Aussagen über die jeweiligen Geschwindigkeiten nicht möglich.

Man kann bei den Beobachtungen natürlich auf bekannte Eigenschaften der Ausbreitung von Wellen und auch von Quellen zurückgreifen. So lassen sich verschiedene theoretisch mögliche Lösungen als unrealistisch ausklammern. Trotz aller Einschränkungen dient damit diese Art der Auftragung dazu, einen einfachen Verlauf der Entwicklung von Pulsationsaktivität visuell darzustellen.

5.2.6 Die Begrenzung der Wellenfelder am 04.05.1985 und 14.05.1985

Die Abbildungen 5.24 und 5.25 zeigen die Registrierungen der GOES 5 und GOES 6 Satelliten vom 04.05.1985 und 14.05.1985 in entsprechenden MLT–UT Diagrammen. Dabei interessiert wieder die zeitliche und räumliche Begrenzung des Wellenfeldes, also der Region beobachteter transversaler Pulsationsaktivität. Die registrierte Aktivität entlang des Orbits ist jeweils grau schattiert gekennzeichnet. Im folgenden werden die Begrenzungen der Wellenfelder nach Morgen- und Abendseite getrennt betrachtet.

5.2.6.1 Begrenzung auf der Morgenseite

In Abbildung 5.24 fällt sofort auf, daß bei beiden Satelliten der Einsatz der Pulsationsaktivität im gleichen Lokalzeitbereich erfolgt (2), und zwar im Morgensektor gegen 05:00 MLT. Das Wellenfeld ist hier über einen Zeitraum von mindestens zwei Stunden räumlich konstant begrenzt.

Abbildung 5.25 zeigt entsprechend die Ergebnisse der Messungen vom 14.05.1985. Der Einsatz der harmonischen Wellen erfolgt bei GOES 5 gegen 09:45 UT. Die vierte Harmonische ist bereits eher auszumachen, allerdings nur mit geringerer Energie, die eine eindeutige Zuordnung der Wellenmode kaum zuläßt. Bei GOES 6 erfolgt der Einsatz der Wellen gegen 12:30 UT. In beiden Fällen scheinen sich die Satelliten, wie schon bei den Beobachtungen des 04.05.1985, in ein aktives Gebiet hineinzubewegen. Die zeitlich quasi konstante, räumliche Begrenzung liegt wieder bei etwa 05:00 MLT, also im Morgensektor im Bereich des Tag–Nacht–Übergangs.

Die Beobachtungen beider Tage deuten darauf hin, daß sich die auf der Tagseite oder auch an den Flanken angeregten transversalen Wellen nicht frei bis in die Nachtseite ausbreiten können, sondern nur bis in eine bestimmte Region. Die Ursache hierfür muß in den Hintergrundbedingungen, bzw. den Grenzflächen liegen, da diese die Ausbreitungseigenschaften einer Störung beeinflussen. Als Grenzfläche für die transversalen Alfvénwellen ist die Ionosphäre zu betrachten. Der relevante Lokalzeit-

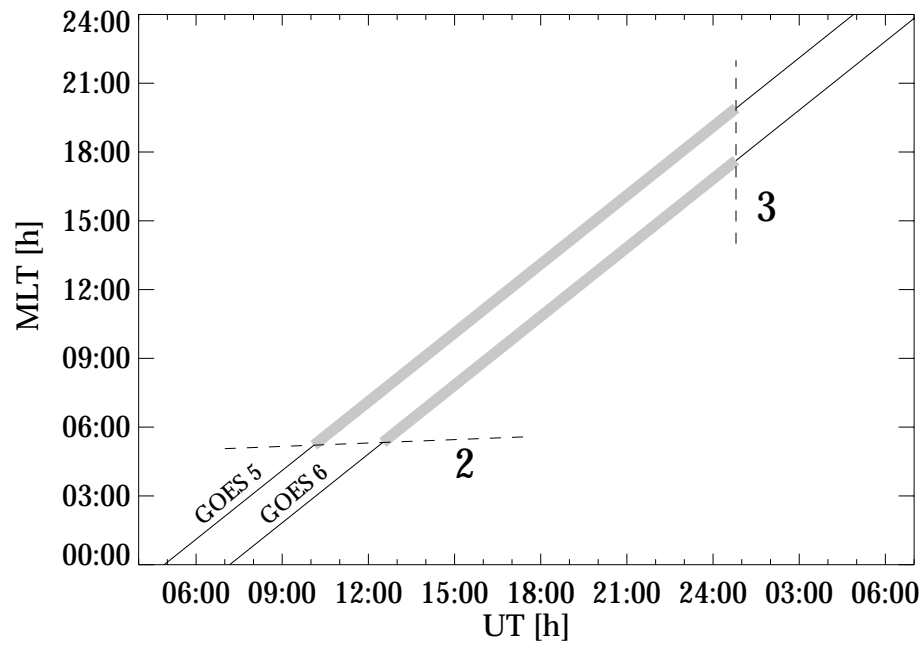


Abbildung 5.24: Darstellung der am 04.05.1985 registrierten Aktivität der transversalen Pulsationen entlang der geostationären Bahnen von GOES 5 und GOES 6.

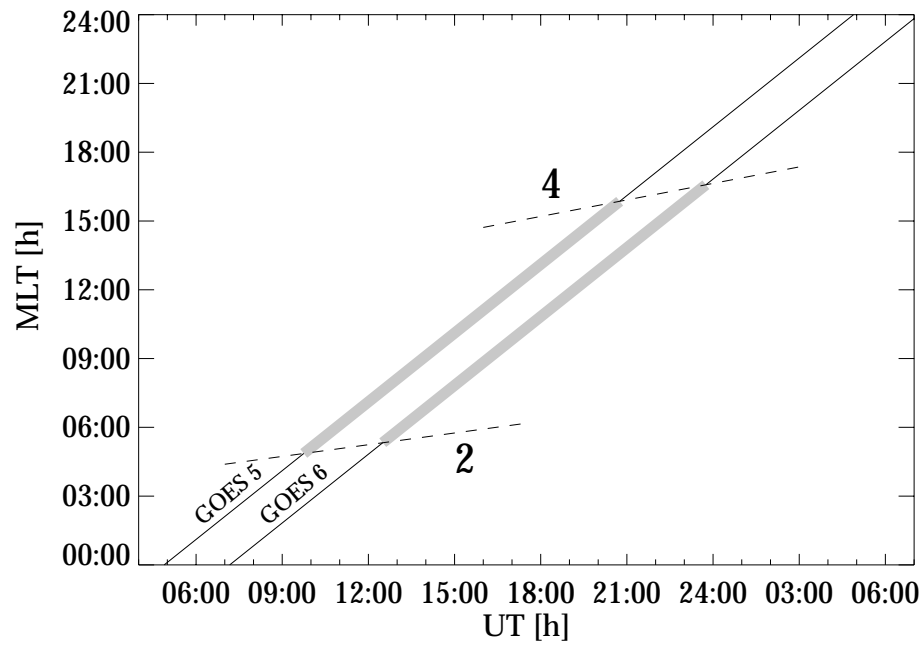


Abbildung 5.25: Darstellung der am 14.05.1985 registrierten Aktivität der transversalen Pulsationen entlang der geostationären Bahnen von GOES 5 und GOES 6.

bereich fällt in die Region des Tag–Nacht–Übergangs. Hier kann es zum Beispiel zu starken Variationen in den Leitfähigkeiten der Ionosphäre in beiden Hemisphären kommen, die einen Einfluß auf die Ausbreitungsparameter der stehenden Wellen haben. Als relevante Hintergrundbedingungen kommen die Plasmadichte und die Magnetfeldstärke in Betracht. Ein starker Gradient in einem der beiden Parameter führt zu einer Reflexion der Wellen und dient damit als Hindernis für die azimutale Ausbreitung der Wellen.

Es gibt eine große Zahl von möglichen Ursachen dafür, daß sich transversale MHD–Wellen auf der Morgenseite nicht bis in den Mitternachtsektor ausbreiten. An beiden diskutierten Tagen setzt die Wellenenergie im gleichen Lokalzeitbereich ein. Die Untersuchung von Registrierungen von GOES 5 im Zeitraum von zwei Monaten hat gezeigt, daß an 50 der 59 zur Verfügung stehenden Tage transversale harmonische Wellen im Pc 3-4 Bereich auftraten. In Abbildung 5.26 sind die jeweiligen Einsätze dieser 50 Tage auf der Morgenseite der Magnetosphäre über die magnetische Lokalzeit aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Einsätze in den meisten Fällen auf den kleinen Lokalzeitbereich zwischen 05:00-06:00 MLT beschränkt sind. Dieser Bereich entspricht dem Tag–Nacht–Übergang. Die Beobachtungen vom 04.05.1985 und 14.05.1985 sind damit durchaus repräsentativ.

Verschiedene Erklärungen für dieses Verhalten sind denkbar:

- Eine Variation der ionosphärischen Leitfähigkeiten verhindert die Ausbildung von stehenden Wellen. Dies kann entweder durch eine erhöhte Dämpfung oder durch einen Einfluß auf die Modenstruktur [Budnik et al., 1998] der Wellen hervorgerufen werden. Es gilt allerdings zu berücksichtigen, daß die niederfrequenten, fundamentalen Moden in einigen Fällen auf beiden Seiten des Tag–Nacht–Übergangs unverändert registriert werden. Eine Variation der ionosphärischen Leitfähigkeit müßte aber auf alle Harmonischen einen ähnlichen Einfluß haben.
- Engebretson et al. [1991] diskutieren modulierte Birkelandströme als Energiequelle für Pulsationen. Dieser Anregungsmechanismus, der einen Energietransport von der Ionosphäre zur Äquatorebene erzeugt, funktioniert nur auf tagseitigen Feldlinien, die mit Region 1 Strömen verbunden sind. Dieses Modell sagt keine azimutale Ausbreitung von Alfvénwellen voraus und könnte somit für die lokale Begrenzung auf der Morgenseite verantwortlich sein.
- Im Abschnitt 5.1 hat sich bei der Untersuchung von Pulsationen im Pc 5 Bereich gezeigt, daß auf der Morgenseite ein geringerer radialer Gradient der Eigenfrequenzen der Feldlinien vorliegt und daß als Folge davon die Resonanzbreiten in diesem Lokalzeitbereich ein Maximum haben (siehe Abbildung 5.14). Die Verbreiterung der Resonanzstrukturen entspricht möglicherweise einer Energiesenke und verhindert damit eine weitere Ausbreitung der Wellen in die Nachtseite.

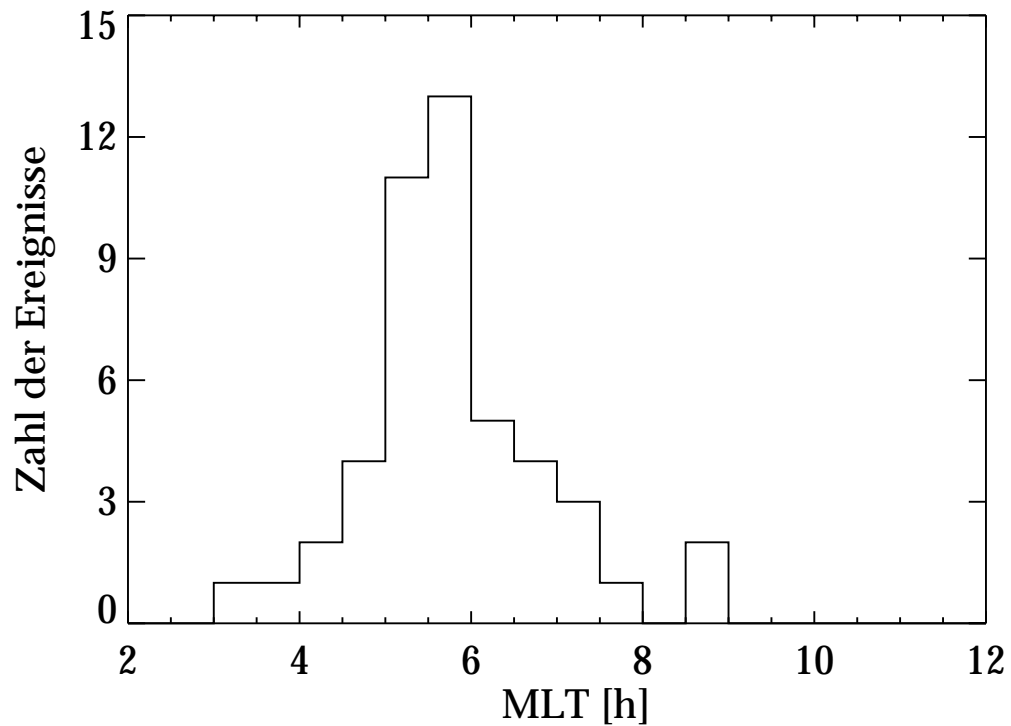


Abbildung 5.26: Verteilung der Einsätze von Pulsationsaktivität auf der Morgenseite, registriert von GOES 5.

Was auch immer die wirkliche Ursache für die räumliche Begrenzung der Wellen auf der Morgenseite ist, sie verhindert dort den Transport von Energie von der Tag- auf die Nachtseite der Magnetosphäre. Die transversalen Wellen können sich nicht frei in azimuthaler Richtung ausbreiten. Da die Begrenzungen der Aktivität in den gezeigten Beispielen räumlich sind, kann über die azimuthale Ausbreitungsgeschwindigkeit der transversalen Wellen auf der Tagseite nichts gesagt werden.

5.2.6.2 Begrenzung auf der Abendseite

Auf der Abendseite wird am 04.05.1985 (Abbildung 5.24) das zeitliche Ende der beobachteten Pulsationsaktivität (3) simultan bei beiden Satelliten gegen 00:45 UT registriert. GOES 5 befand sich zu diesem Zeitpunkt etwa bei 19:50 MLT und GOES 6 bei 17:35 MLT. Hier handelt es sich bei der Begrenzung des Wellenfeldes folglich nicht um eine räumliche, sondern um eine zeitliche Begrenzung. Dies könnte zum Beispiel durch das plötzliche Abschalten der Energiequelle erfolgen. Um dadurch ein zeitgleiches globales Ende der Pulsationsaktivität hervorzurufen, müssen aber zusätzliche Bedingungen erfüllt sein. Ist die Energiequelle der Anregung räumlich weit ausgedehnt, so muß entweder die freie Ausbreitung der Wellen unterdrückt werden, oder die azimuthale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen ist sehr viel höher

als die der geostationären Satelliten. Letzteres muß bei einer räumlich begrenzten Energiequelle erfüllt sein. Breiten sich endliche Wellenzüge mit diesen hohen Geschwindigkeiten von der Tag- bis in die Nachtseite aus, so registriert man ein quasi simultanes Abklingen der Aktivität. Die von Takahashi et al. [1984a] abgeleiteten azimuthalen Phasengeschwindigkeiten liegen bei 1 700 km/s. Bei dieser Geschwindigkeit braucht eine Welle gerade einmal 13 s, um die Distanz zwischen den beiden Satelliten zurückzulegen. Diese Größe liegt auf jeden Fall weit außerhalb der Genauigkeit bei der Bestimmung der Ausklingzeit der Aktivität anhand der dynamischen Spektren.

In diesem Fall existiert also die Möglichkeit, daß sich die Wellen auf der Abendseite bis in die Nachtseite ausbreiten können. Aussagen über den weiteren Verlauf der Wellen kann man mit Hilfe der Daten der beiden Satelliten nicht machen.

Die Begrenzung des Wellenfeldes unterscheidet sich am 14.05.1985 (Abbildung 5.25) auf der Abendseite deutlich vom 04.05.1985. Sie ist hier nicht zeitlich, also simultan an beiden Satelliten zu beobachten, sondern räumlich und liegt im Lokalzeitbereich um 16:00 MLT. Die Registrierungen von GOES 5 zeigen dabei eine starke und schnelle Variation der Frequenzen der transversalen Pulsationen. Dieses kann nur durch eine Änderung der Hintergrundbedingungen entlang des geostationären Orbits hervorgerufen werden. Da es sich um einen räumlichen Gradienten handeln muß, ist ein Zusammenhang mit eventueller geomagnetischer Aktivität ausgeschlossen. Außerdem deutet keiner der entsprechenden geomagnetischen Indizes auf eine solche Aktivität hin. Bei der beobachteten Grenzfläche handelt es sich aller Wahrscheinlichkeit nach um die Plasmapause. Im Abendsektor der Magnetosphäre kommt es zu einer Ausdehnung der Plasmasphäre durch die Überlagerung der Effekte von Korotation und Konvektion des Plasmas. Der Kp Index für geomagnetische Aktivität hat zum entsprechenden Zeitpunkt einen Wert von 1+, was auf wenig Aktivität und damit eine mögliche, weite Ausdehnung der Plasmasphäre hinweist. Die transversalen Wellen können sich aufgrund des hohen Dichtegradienten nicht ungehindert in die Plasmasphäre ausbreiten. Sie werden entweder reflektiert oder abgelenkt. Auf jeden Fall sind innerhalb der Plasmasphäre wegen der höheren Dichte und der daraus resultierenden kleineren Alfvéngeschwindigkeit niedrigere Eigenfrequenzen zu erwarten, was hier gut mit der Beobachtung übereinstimmt. Diese Erklärung des Abbruchs der Wellenaktivität entspricht dem in Kapitel 3 mit Hilfe der verschiedenen Parameter der Magnetosphäre beschriebenen Szenario.

Bei GOES 6 ist ebenfalls ein plötzliches Ende der Pulsationsaktivität zu beobachten, allerdings ohne die starke Variation der Frequenzen. Das Ende des Wellenfeldes liegt im gleichen Lokalzeitbereich zwischen 16:00-17:00 MLT. Die Verschiebung der Begrenzung des Wellenfeldes um ungefähr 30 Minuten Lokalzeit hat ihre Ursache wahrscheinlich in der Dynamik der Plasmasphäre.

Auch in den gezeigten Beispielen der Begrenzung der Pulsationsaktivität auf der Abendseite lassen sich keine genauen Aussagen über die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen treffen. Auf der Abendseite kommt für die Untersuchung der Aus-

breitung erschwerend hinzu, daß die transversalen harmonischen Wellen häufig von breitbandiger Wellenaktivität überlagert werden. Eine Statistik hinsichtlich der Begrenzung der Wellenfelder auf der Abendseite ist damit nicht durchführbar.

Wichtig ist hier zu bemerken, daß auf der Abendseite zwar ebenfalls kein direkter Hinweis für eine Ausbreitung von Wellen bis in den Mitternachtsektor gefunden wurde, in beiden gezeigten Fällen aber eine derartige Ausbreitung auch nicht ausgeschlossen werden kann. Im ersten Fall vom 04.05.1985 hat das Wellenfeld eine zeitliche Begrenzung und da die Wellen eine höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit als die Satelliten haben, können sie theoretisch an den Satelliten vorbei bis in die Nachtseite propagieren. Im zweiten Beispiel wird ein Teil der Energie der Wellen zwar in die Plasmasphäre eingekoppelt und somit eine weitere azimutale Ausbreitung entlang des geostationären Orbits verhindert, allerdings können die Wellen auch einfach abgelenkt werden und sich weiter außerhalb bis in die Nachtseite ausbreiten. Desweiteren haben die numerischen Modellrechnungen in Abschnitt 4.4 gezeigt, daß sich resonante Alfvénwellen immer entlang des resonanten Feldlinientorus ausbreiten. Es ist also sehr wahrscheinlich, daß beobachtete transversale Wellen die geostationäre Bahn der Satelliten lediglich kreuzen und in ihrer Ausbreitung nur für kurze Zeit registriert werden können.

5.2.7 Zusammenfassung

Die hier diskutierten Beispiele zeigen, daß die Eigenschaften und die Struktur der tagseitigen, transversalen harmonischen Wellen, wie etwa die Variation der Frequenzen, die Tatsache, daß es sich um stehende Alfvénwellen handelt, und der Anregungsmechanismus, prinzipiell verstanden sind. Die Frage nach der Ursache für den Abbruch der Ausbreitung der Wellen von der Tag- auf die Nachtseite der Magnetosphäre läßt sich an dieser Stelle allerdings nicht eindeutig beantworten.

Auf der Morgenseite deuten die Beobachtungen darauf hin, daß diese Art der transversalen Wellen im Pc 3-4 Bereich keine physikalisch relevante Rolle für den Energietransport innerhalb der Magnetosphäre spielt. Es existiert eine scharfe Begrenzung der Aktivität am Tag-Nacht-Übergang. Auf der Abendseite kann keine eindeutige Aussage getroffen werden. Zwar gibt es in beiden diskutierten Beispielen keine direkten Hinweise auf eine Ausbreitung bis in die Nachtseite, allerdings ist nicht auszuschließen, daß die Wellen, die auf der Tagseite entlang des geostationären Orbits registriert werden, ihre Energie abseits des geostationären Orbits bzw. einfach abseits der Satellitenbahn durch die Magnetosphäre und unter Umständen bis in den Mitternachtsektor transportieren.

Die Ergebnisse der Beobachtungen im Pc 3-4 Bereich entsprechen damit denen des Pc 5 Frequenzbereichs in Abschnitt 5.1, die zeigen, daß die Aktivität der ULF-Pulsationen auf der Tagseite deutlich dominiert. Beide Untersuchungen können allerdings nicht ausschließen, daß sich Wellen in Einzelfällen von der Tagseite bis in den Mitternachtsektor ausbreiten und dort eine Rolle im Zusammenhang mit an-

deren dynamischen Prozessen spielen. Für eine detaillierte Untersuchung einzelner Ereignisse müssen höhere Anforderungen an die Meßmethoden gestellt werden. Mit einzelnen Satelliten können Ausbreitungseigenschaften der Wellen, wie Gruppen- oder Phasengeschwindigkeiten, nicht bestimmt werden. Die Verwendung von zwei Satelliten, wie in diesem Abschnitt diskutiert, gibt zumindest näherungsweise Hinweise auf die Ausbreitung. Ideal wäre allerdings eine große Zahl von Satelliten, die in sehr kleinen Abständen voneinander messen. Damit wäre eine Separation der Registrierungen nach zeitlichen und räumlichen Störungen, und damit eine genaue Untersuchung der Ausbreitungseigenschaften und Parameter der Wellen möglich.

6 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Frage nach der Effektivität von MHD-Wellen im Hinblick auf den Transport von Energie innerhalb der Magnetosphäre, insbesondere in azimuthaler Richtung von der Tag- bis in die Nachtseite.

MHD-Wellen unterliegen generell einer Reihe von Einflüssen der anregenden Quelle, des Mediums, in dem sie sich ausbreiten, den Grenzflächen sowie der Region der Magnetosphäre, in der sie beobachtet werden. Die Einflüsse äußern sich in einer Dämpfung der mit den Wellen verbundenen Störungen des magnetischen und elektrischen Feldes, oder aber in einer Variation der Parameter der Ausbreitung, etwa der Ausbreitungsrichtung oder Geschwindigkeit.

Analytische Modelle von Wellenleitern zeigen, wie sich isotrope Wellen in einem homogenen oder auch inhomogenen Medium mit einfacher Geometrie ausbreiten. So tritt zum Beispiel Dispersion und eine Abhängigkeit der Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten der Wellen entlang des Wellenleiters vom Verhältnis der parallelen und senkrechten Wellenzahlen auf. Die Einführung einer komplizierteren Magnetfeldgeometrie führt in einem numerischen Modell zu einer klaren Trennung der strukturellen und der dynamischen Phasengeschwindigkeit. Die strukturelle Phasengeschwindigkeit einer Welle berechnet sich nach dem lokalen Zustand des Mediums, während die dynamische die gesamte Geometrie des Wellenfeldes berücksichtigt und damit auch den globalen Zustand des Mediums. Von Satelliten beobachtete Phasengeschwindigkeiten von Wellen sind dynamischer Art und stehen nicht notwendigerweise in direktem Zusammenhang mit den lokalen Hintergrundbedingungen. In der Äquatorebene sind sie in der Regel höher als die lokale Alfvéngeschwindigkeit. Weiter zeigt sich in den numerischen Modellrechnungen, daß Feldlinienresonanzen jeweils lokal von kompressiblen Wellen der Fast-Mode angeregt werden. Durch die Ausbreitung der kompressiblen Wellen kommt es zu einer scheinbaren Ausbreitung der Feldlinienresonanzen, die aber lediglich auf die Kopplung der beiden Wellenmoden zurückzuführen ist. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Feldlinienresonanzen entlang des resonanten Feldlinientorus ausbilden, entspricht der azimuthalen Gruppengeschwindigkeit der Fast-Mode. Im numerischen Modell ergeben sich typische Geschwindigkeiten von $v_g = 500$ km/s, womit die mit den Wellen verbundene Energie bei $L = 7.5$ etwa 5 min braucht, um bis in den Mitternachtsektor zu gelangen.

Die theoretischen Modelle bestätigen das Konzept der magnetosphärischen Linse. Da die Feldlinienresonanzen einen großen Teil der Energie der kompressiblen Wellen speichern, kommt es durch ihre Ausbildung entlang des resonanten Feldlinientorus zu einer Konzentration von Energie, die ursprünglich von Variationen im Sonnenwind oder Instabilitäten an der Magnetopause herrührt, im Mitternachtsektor der Magnetosphäre, ähnlich dem Brennpunkt einer Linse. Die auf diese Weise auf der Nachtseite zur Verfügung stehende Energie spielt unter Umständen eine wichtige Rolle bezüglich anderer dynamischer magnetosphärischer Prozesse, wie etwa magnetischer Teilstürme. Die genauen Zusammenhänge sind zur Zeit noch nicht bekannt.

Satellitenbeobachtungen von transversalen Pulsationen im Pc 5 Frequenzbereich zeigen eine symmetrische Verteilung der Wellenaktivität auf der Tagseite, während Bodenbeobachtungen des gleichen Zeitraums lediglich eine erhöhte Aktivität im Morgensektor registrieren. Die Abschirmung von Wellen zur Erdoberfläche hin geschieht durch die Ionosphäre. Das Maß der Abschirmung hängt dabei von den horizontalen Skalenlängen der Wellen ab. Die Asymmetrie der Wellenaktivität ist auf unterschiedliche Resonanzbreiten der Feldlinienresonanzen aufgrund mit der Lokalzeit variierender radialer Gradienten der Plasmadichte zurückzuführen und nicht, wie bisher angenommen, auf eine Variation der azimuthalen Wellenzahl. Die Abschirmung der Wellen führt zu Einschränkungen der Beobachtungsmöglichkeiten von Feldlinienresonanzen an der Erdoberfläche. Bezüglich des Energietransports zeigen die Beobachtungen auf der Tagseite ein deutlich höheres Niveau der Wellenaktivität im Pc 5 Bereich als auf der Nachtseite. Es ist zwar nicht auszuschließen, daß es in Einzelfällen zu einer Ausbreitung von Energie bis in die Nachtseite kommt, allerdings ist anhand der statistischen Untersuchungen auszuschließen, daß es sich um einen regelmäßigen und effektiven Energietransport handelt.

Im Pc 3-4 Bereich lassen sich transversale Pulsationen recht einfach in Registrierungen von Satelliten identifizieren und ihre Eigenschaften, wie etwa ihr Frequenzverhalten und ihre genauen Einsatz- und Abbruchzeiten, detailliert untersuchen. Auch in diesem Frequenzbereich dominieren die Pulsationen auf der Tagseite der Magnetosphäre, also in der Region, in der sie vorrangig angeregt werden. Auf der Morgenseite kommt es zu einer klaren Begrenzung der Wellenaktivität gegen 06:00 MLT. Hier breiten sich die Wellen nicht bis in die Nachtseite aus. Auf der Abendseite läßt sich hingegen keine eindeutige Aussage machen.

Die diskutierten Beispiele geben keine direkten Hinweise auf eine Ausbreitung der Wellen bis in die Nachtseite. Dies kann auf verschiedene Ursachen zurückzuführen sein: z.B. auf Einflüsse der Quelle in Form eines Abbruchs der Anregung; auf Einflüsse des Mediums, da es aufgrund von azimuthalen Gradienten der Hintergrundbedingungen zu einer Variation der Ausbreitungsrichtung der Wellen kommt; auf die Grenzflächen, die durch Variation ihrer Eigenschaften eine Ausbreitung von Wellen lokal verhindern können; die Eigenschaften der Wellen selber, die mit der Lokalzeit variieren; oder lediglich auf den eingeschränkten Beobachtungsbereich eines Satelliten im geostationären Orbit.

Im Hinblick auf den Energietransport durch MHD-Wellen in der Magnetosphäre kann zusammenfassend gesagt werden, daß er prinzipiell funktioniert und zumindest auf der Tagseite auch regelmäßig beobachtet wird. Es ist allerdings zweifelhaft, ob dieser Mechanismus einen effektiven Transport von signifikanter Energie bis in die Nachtseite der Magnetosphäre ermöglicht und damit im Zusammenhang mit anderen dynamischen Prozessen eine wichtige Rolle spielt. Eindeutig klären läßt sich diese Frage nur mit einer größeren Zahl von Beobachtungspunkten, die es ermöglichen, die Ausbreitung von Wellen sehr detailliert über einen längeren Zeitraum und aus einem größeren räumlichen Blickwinkel zu untersuchen.

Literaturverzeichnis

- Allan, W., *Phase Variation of ULF-Pulsations Along the Geomagnetic Field Line*, Planet. Space Sci., 30, 339, 1982.
- Allan, W. and F.B. Knox, *A Dipole Field Model for Axisymmetric Alfvén Waves with Finite Ionosphere Conductivities*, Planet. Space Sci., 27, 79, 1979a.
- Allan, W. and F.B. Knox, *The Effect of Finite Ionosphere Conductivities on Axisymmetric Toroidal Alfvén Wave Resonances*, Planet. Space Sci., 27, 939, 1979b.
- Allan, W. and D.R. McDiarmid, *Frequency Ratios and Resonance Positions for Magnetospheric Cavity / Waveguide Modes*, Ann. Geophysicae, 11, 916, 1993.
- Allan, W. and E.M. Poulter, *The Spatial Structure of Different ULF-Pulsation Types: A Review of STARE Radar Results*, Rev. Geophys. Space Phys., 22, 85, 1984.
- Allan, W. and E.M. Poulter, *ULF Waves – their Relationship to the Structure of the Earth’s Magnetosphere*, Rep. Prog. Phys., 55, 533, 1992.
- Allan, W. and A.N. Wright, *Large-m Waves Generated by Small-m Field Line Resonances via the Nonlinear Kelvin–Helmholtz Instability*, J. Geophys. Res., 102, 19927, 1997.
- Allan, W. and A.N. Wright, *Hydromagnetic Wave Propagation and Coupling in a Magnetotail Waveguide*, J. Geophys. Res., 103, 2359, 1998.
- Allan, W., S.P. White, and E.M. Poulter, *Magnetospheric Coupling of Hydromagnetic Waves - Initial Results*, Geophys. Res. Letters, 12, 287, 1985.
- Allan, W., S.P. White, and E.M. Poulter, *Impulse-Excited Hydromagnetic Cavity and Field Line Resonances in the Magnetosphere*, Planet. Space Sci., 34, 371, 1986.
- Anderson, B.J., *Statistical Studies of Pc 3-5 Pulsations and their Relevance for Possible Source Mechanisms of ULF Waves*, Ann. Geophysicae, 11, 128, 1993.
- Anderson, B.J., M.J. Engebretson, S.P. Rounds, L.J. Zanetti, and T.A. Potemra, *A Statistical Study of Pc 3-5 Pulsations Observed by the AMPTE/CCE Magnetic Fields Experiment, 1. Occurance Distributions*, J. Geophys. Res., 95, 10495, 1990.
- Angerami, J.J. and D.L. Carpenter, *Whistler Studies of the Plasmapause in the Magnetosphere, Part II. Electron Density and Total Tube Electron Content near the Knee in Magnetospheric Ionization*, J. Geophys. Res., 71, 711, 1966.

- Axford, W.I., *Magnetospheric Convection*, Rev. Geophys., 7, 421, 1969.
- Barfield, J.N. and R.L. McPherron, *Statistical Characteristics of Storm-Associated Pc 5 Micropulsations Observed at the Synchronous Equatorial Orbit*, J. Geophys. Res., 77, 4720, 1972.
- Barfield, J.N. and R.L. McPherron, *Stormtime Pc 5 Magnetic Pulsations Observed at Synchronous Orbit and their Correlation with the Partial Ring Current*, J. Geophys. Res., 83, 739, 1978.
- Barfield, J.N., R.L. McPherron, P.J. Coleman, Jr., and D.J. Southwood, *Storm-Associated Pc 5 Micropulsation Events Observed at the Synchronous Equatorial Orbit*, J. Geophys. Res., 77, 143, 1972.
- Barston, E.M., *Electrostatic Oscillations in Inhomogeneous Cold Plasmas*, Ann. Phys. N.Y., 29, 282, 1964.
- Baumjohann, W., *Die Erdmagnetosphäre*, in: Plasmaphysik im Sonnenwind, K.-H. Glaßmeier, M. Scholer (Hrsg.), BI Wissenschaftsverlag, 1991.
- Bertin, G., G. Einaudi, and F. Pegoraro, *Alfvén Modes in Inhomogeneous Plasmas*, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion, 10, 173, 1986.
- Bilitza, D., *International Reference Ionosphere 1990*, National Space Science Data center/ World Data Center-A for Rockets and Satellites, 1990.
- Brekke, A. and C. Hall, *Auroral Ionospheric Quiet Summer Time Conductances*, Ann. Geophysicae, 6, 361, 1988.
- Budnik, F., M. Stellmacher, K.-H. Glaßmeier, and S.C. Buchert, *Ionospheric Conductance Distribution and MHD Wave Structure: Observation and Model*, Ann. Geophysicae, 16, 140, 1998.
- Campbell, W.H., *Geomagnetic Storms, the Dst Ring Current Myth and Lognormal Distributions*, J. Atmos. Terr. Phys., 58, 1171, 1996.
- Carpenter, D.L., *Whistler Evidence of a 'Knee' in the Magnetospheric Ionization Density Profile*, J. Geophys. Res., 68, 1675, 1963.
- Chappell, C.R., *Detached Plasma Regions in the Magnetosphere*, J. Geophys. Res., 79, 1861, 1974.
- Chappell, C.R., *The Terrestrial Plasma Source: A New Perspective in Solar-Terrestrial Processes from Dynamic Explorer*, Rev. Geophys., 26, 229, 1988.
- Chappell, C.R., K.K. Harris, and G.W. Sharp, *A Study of the Influence of Magnetic Activity on the Location of the Plasmapause as Measured by OGO 5*, J. Geophys. Res., 75, 50, 1970.

- Chappell, C.R., K.K. Harris, and G.W. Sharp, *The Dayside of the Plasmasphere*, J. Geophys. Res., 76, 7632, 1971.
- Chen, L. and A. Hasegawa, *A Theory of Long-Period Magnetic Pulsations, 1. Steady State Excitation of Field Line Resonance*, J. Geophys. Res., 79, 1024, 1974a.
- Chen, L. and A. Hasegawa, *A Theory of Long-Period Magnetic Pulsations, 2. Impulse Excitation of Surface Eigenmode*, J. Geophys. Res., 79, 1033, 1974b.
- Cross, R., *An Introduction to Alfvén Waves*, The Adam Hilger Series on Plasma Physics, 1988.
- Cummings, W.D., R.J. O'Sullivan, and P.J. Coleman, Jr., *Standing Alfvén Waves in the Magnetosphere*, J. Geophys. Res., 74, 778, 1969.
- Ding, D.Q., R.E. Denton, M.K. Hudson and R.L. Lysak, *An MHD Simulations Study of the Poloidal Mode Field Line Resonance in the Earth's Dipole Magnetosphere*, J. Geophys. Res., 100, 63, 1995.
- Dungey, J.W., *Electrodynamics of the Outer Atmosphere*, Penn., State Univ. Ionos. Res. Lab. Sci. Rept., No.69, 1954.
- Edwin, P.M., B. Roberts, and W.J. Hughes, *Dispersive Ducting of MHD Waves in the Plasma Sheet: A Source of Pi2 Wave Bursts*, Geophys. Res. Letters, 13, 373, 1986.
- Ellis, P. and D.J. Southwood, *Reflection of Alfvén Waves by Non-Uniform Ionospheres*, Planet. Space Sci., 31, 107, 1983.
- Elphinstone, R.D., J.S. Murphree, L.L. Cogger, D. Hearn, and M.G. Hederson, *Observations of Changes to the Auroral Distribution Prior to Substorm Onset*, in: Magnetic Substorms, Geophys. Monogr. Ser., vol. 64, edited by J.R. Kan, T.A. Potemra, S. Kokubun, and T. Iijima, AGU, Washington, D.C., 1991.
- Engebretson, M.J., L.J. Zanetti, T.A. Potemra, and M.H. Acuna, *Harmonically Structured ULF Pulsations Observed by the AMPTE CCE Magnetic Field Experiment*, Geophys. Res. Letters, 13, 905, 1986.
- Engebretson, M.J., L.J. Cahill, R.L. Arnoldy, B.J. Anderson, T.J. Rosenberg, D.L. Carpenter, U.S. Inan, and R.H. Eather, *The Role of the Ionosphere in Coupling Upstream ULF Wave Power into the Dayside Magnetosphere*, J. Geophys. Res., 96, 1527, 1991.
- Engebretson, M.J., K.-H. Glaßmeier, M. Stellmacher, W.J. Hughes, and H. Lühr, *The Dependence of High-Latitude Pc 5 Wave Power on Solar Wind Velocity and on the Phase of High Speed Solar Wind Streams*, J. Geophys. Res., in press, 1998.

- Escoubet, C.P., C.T. Russell, and R. Schmidt (Eds.), *The Cluster and Phoenix Missions*, Kluwer Academic Publishers, 1997.
- Eviatar, A., A.M. Lenchek, and S.F. Singer, *Distribution of Density in an Ion-Exosphere of a Nonrotating Planet*, Phys. Fluids, 7, 1775, 1964.
- Fejer, J.A., *Hydromagnetic Stability at a Fluid Velocity Discontinuity Between Compressible Fluids*, Phys. Fluids, 7, 499, 1964.
- Fujita, S., *Coupled Magnetohydrodynamic Oscillations in the Magnetosphere-Ionosphere System – Hall Current Effect*, Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys., 6, 76, 1993.
- Fujita, S., K.-H. Glaßmeier, and K. Kamide, *MHD Waves Generated by the Kelvin-Helmholtz Instability in a Nonuniform Magnetosphere*, J. Geophys. Res., 101, 27317, 1996.
- Gendrin, R., *Some Aspects of ULF Waves Observed Onboard GEOS Related to Convection, Heating, and Precipitation Processes*, in: Exploration of the Polar Upper Atmosphere; Proceedings of the Advanced Study Institute, Lillehammer, Norway; D. Reidel Publishing Co., 337, 1981.
- Glaßmeier, K.-H., *On the Influence of Ionospheres with Non-uniform Conductivity Distribution on Hydromagnetic Waves*, J. Geophysics, 54, 125, 1984a.
- Glaßmeier, K.-H., *Spatial Characteristics of ULF Pulsations and their Modification by the Ionosphere: IMS Results*, Proc. Conf. Achievements of the IMS, ESA, SP-217, 449, 1984b.
- Glaßmeier, K.-H., *Zum Einfluß der Ionosphäre auf Erdmagnetische Pulsationen*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1985.
- Glaßmeier, K.-H., *ULF Pulsations*, Handbook of Atmospheric Electrodynamics, (H. Volland, ed.), Vol. 2, 463, 1995.
- Glaßmeier, K.-H., H. Volpers, and W. Baumjohann, *Ionospheric Joule Dissipation as a Damping Mechanism for High-Latitude ULF Pulsations: Observational Evidence*, Planet. Space Sci., 32, 1463, 1984.
- Goertz, C.K. and R.A. Smith, *The Thermal Catastrophe Model of Substorms*, J. Geophys. Res., 94, 6581, 1989.
- Green, A.U., E.W. Worthington, L.N. Baransky, E.N. Fedorov, N.A. Kurneva, V.A. Pilipenko, D.N. Shvetzov, A.A. Bekremirov, and G.V. Philipov, *Alfvén Wave Resonances at Low-Latitudes ($L = 1.5$)*, J. Geophys. Res., 98, 15693, 1993.

- Greenstadt, E.W., H.J. Singer, C.T. Russell, and J.V. Olson,** *IMF Orientation, Solar Wind Velocity, and Pc 3-4 Signals: A Joint Distribution*, J. Geophys. Res., 84, 527, 1979a.
- Greenstadt, E.W., J.V. Olson, P.D. Loewen, H.J. Singer, and C.T. Russell,** *Correlation of Pc 3, 4, and 5 Activity with Solar Wind Speed*, J. Geophys. Res., 84, 6694, 1979b.
- Gupta, J.C.,** *Occurance Studies of Geomagnetic Micro-Pulsations Pc 5 at High Latitudes*, J. atmos. terr. Phys., 35, 2217, 1973.
- Gupta, J.C.,** *Amplitude Variation of Pc 5 Pulsations at High Latitude*, Radio Sci., 9, 757, 1974.
- Gupta, J.C.,** *Some Characteristics of Large Amplitude Pc 5 Pulsations*, Aust. J. Phys., 29, 67, 1975.
- Hameiri, E.,** *On the Essential Spectrum of Ideal Magnetohydrodynamics*, Commun. Pure Appl. Math. 38, 43, 1985.
- Hasegawa, A. and L. Chen,** *Ring Current Instabilities in the Magnetohydrodynamic Frequency Range*, Ann. Geophysicae, 10, 644, 1992.
- Heacock, R.R. and J.K. Chao,** *Type Pi Magnetic Field Pulsations at Very High Latitudes and their Relation to Plasma Convection in the Magnetosphere*, J. Geophys. Res., 85, 1203, 1980.
- Hughes, W.J.,** *The Effect of the Atmosphere and Ionosphere on Long Period Micropulsations*, Planet. Space Sci., 22, 1157, 1974.
- Hughes, W.J. and D.J. Southwood,** *The Screening of Micropulsation Signals by the Atmosphere and the Ionosphere*, J. Geophys. Res., 81, 3234, 1976a.
- Hughes, W.J. and D.J. Southwood,** *An Illustration of Modification of Geomagnetic Pulsation Structure by the Ionosphere*, J. Geophys. Res., 81, 3241, 1976b.
- Hughes, W.J., R.L. McPherron, and J.N. Barfield,** *Geomagnetic Pulsations Observed Simultaneously on Three Geostationary Satellites*, J. Geophys. Res., 83, 1109, 1978.
- Inhester, B.,** *Resonance Absorption of Alfvén Oscillations in a Non-Axisymmetric Magnetosphere*, J. Geophys. Res., 91, 1509, 1986.
- Jackson, J.D.,** *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, 1963.
- Kan, J.R., L.C. Lee, Y.T. Chiu, and D.U. Longenecker,** *Generation of Alfvén Waves by Deceleration of Magnetospheric Convection and Broadband Pi Pulsations*, J. Geophys. Res., 87, 3511, 1982.

- Kato, Y. and T. Utsumi**, *Polarization of the Long Period Geomagnetic Pulsation on Pc 5*, Rep. Ionosph. Space Res. Japan, 18, 214, 1964.
- Keath, E.P., E.C. Roel, C.O. Bostrom, and D.J. Williams**, *Fluxes of ≥ 50 keV Protons and ≥ 30 keV Electrons at $\sim 35 R_E$. 2. Morphology and Flow Patterns in the Magnetotail*, J. Geophys. Res., 81, 2315, 1976.
- Kelly, M.C.**, *The Earth's Ionosphere*, Academic Press, INC, 1989.
- Kitamura, T. and J.A. Jacobs**, *Determination of the Magnetospheric Plasma Density by the Use of Long-Period Geomagnetic Micropulsations*, J. Geomag. Geoelectr., 20, 33, 1968.
- Kivelson, M.G. and C.T. Russell**, *Introduction to Space Physics*, Cambridge Univ. Press, 1995.
- Kivelson, M.G. and D.J. Southwood**, *Resonant ULF Waves: A New Interpretation*, Geophys. Res. Letters, 12, 49, 1985.
- Kivelson, M.G. and D.J. Southwood**, *Coupling of Global Magnetospheric MHD Eigenmodes to Field Line Resonances*, J. Geophys. Res., 91, 4345, 1986.
- Kivelson, M.G. and D.J. Southwood**, *Hydromagnetic Waves and the Ionosphere*, Geophys. Res. Letters, 15, 1271, 1988.
- Kivelson, M.G., J. Etcheto, and J.G. Trotignon**, *Global Compressional Oscillations of the Terrestrial Magnetosphere: The Evidence and a Model*, J. Geophys. Res., 89, 9851, 1984.
- Kouznetsov, I. and W. Lotko**, *Radial Energy Transport by Magnetospheric ULF Waves: Effects of Magnetic Curvature and Plasma Pressure*, J. Geophys. Res., 100, 7599, 1995.
- Lam, H.-L. and G. Rostoker**, *The Relationship of Pc 5 Micropulsation Activity in the Morning Sector to the Auroral Westward Electrojet*, Planet. Space Sci., 26, 473, 1978.
- Ledley, B.G.**, *Magnetopause Altitudes During OGO 5 Crossings*, J. Geophys. Res., 76, 6736, 1971.
- Lee, D.H.**, *Dynamics of MHD Wave Propagation in the Low-Latitude Magnetosphere*, J. Geophys. Res., 101, 15371, 1996.
- Lee, D.-H. and R.L. Lysak**, *Magnetospheric ULF Wave Coupling in the Dipole Model: The Impulsive Excitation*, J. Geophys. Res., 94, 17097, 1989.
- Lee, D.-H. and R.L. Lysak**, *Effects of Azimuthal Asymmetry on ULF Waves in the Dipole Magnetosphere*, Geophys. Res. Letters, 17, 53, 1990.

- Lee, D.-H. and R.L. Lysak**, *Impulsive Excitation of ULF Waves in the Three-Dimensional Dipole Model: The Initial Results*, J. Geophys. Res., 96, 3479, 1991.
- Lee, L.C., R.K. Albano, and J.R. Kan**, *Kelvin-Helmholtz Instability in the Magnetopause Boundary Layer Region*, J. Geophys. Res., 86, 54, 1981.
- Lifshitz, A.E.**, *Continuous Spectrum in General Toroidal Systems (Ballooning and Alfvén Modes)*, Physics Letters A, 122, 350, 1987.
- Lin, C.S. and J.N. Barfield**, *Azimuthal Propagation of Storm Time Pc 5 Waves Observed Simultaneously by Geostationary Satellites GOES 2 and GOES 3*, J. Geophys. Res., 90, 11075, 1985.
- Lin, N., L.J. Cahill Jr., M.J. Engebretson, M. Sugiura, and R.L. Arnoldi**, *Dayside Pulsation Events near the Plasmapause*, Planet. Space Sci., 34, 155, 1986.
- Lin, N.G., M.J. Engebretson, R.L. McPherron, M.G. Kivelson, W. Baumjohann, H. Lühr, T.A. Potemra, B.J. Anderson, and L.J. Zanetti**, *A Comparison of ULF Fluctuations in the Solar Wind, Magnetosheath, and Dayside Magnetosphere: 2. Field and Plasma Conditions in the Magnetosheath*, J. Geophys. Res., 96, 3455, 1991.
- Lühr, H., S. Thürey, and N. Klöcker**, *The EISCAT-Magnetometer Cross-Operational Aspects-First Results*, Geophysical Surveys, 6, 305, 1984.
- Mann, I.R.**, *On the Internal Radial Structure of Field Line Resonances*, J. Geophys. Res., 102, 27109, 1997.
- Mann, I.R., A.N. Wright, and P.S. Cally**, *Coupling of Magnetospheric Cavity Modes to Field Line Resonances: A Study of Resonance Widths*, J. Geophys. Res., 100, 19441, 1995.
- Manuel, J.R. and J.C. Samson**, *The Spatial Development of the Low-Latitude Boundary Layer*, J. Geophys. Res., 98, 17367, 1993.
- Maynard, N.C., W.F. Denig, and W.J. Burke**, *Mapping Ionospheric Convection Patterns to the Magnetosphere*, J. Geophys. Res., 100, 1713, 1995.
- McPherron, R.L.**, *Physical Processes Producing Magnetospheric Substorms and Magnetic Storms*, Geomagnetism (J.A. Jacobs, ed.), Vol.4, 593, 1991.
- Mersmann, U., W. Baumjohann, F. Küppers, and K. Lange**, *Analysis of an Eastward Electrojet by Means of Upward Continuation of Ground-Based Magnetometer Data*, J. Geophysics, 45, 281, 1979.
- Miura, A.**, *Kelvin-Helmholtz Instability for Supersonic Shear Flow at the Magnetospheric Boundary*, Geophys. Res. Letters, 17, 749, 1990.

- Miura, A.**, *Kelvin–Helmholtz Instability at the Magnetospheric Boundary: Dependence on the Magnetosheath Sonic Mach Number*, J. Geophys. Res., 97, 10655, 1992.
- Mozer, F.S.**, *Electric Field Mapping in the Ionosphere at the Equatorial Plane*, Planet. Space Sci., 18, 259, 1970.
- Newton, R.S., D.J. Southwood, and W.J. Hughes**, *Damping of Geomagnetic Pulsations by the Ionosphere*, Planet. Space Sci., 26, 201, 1978.
- Nishida, A.**, *Ionospheric Screening Effect and Storm Sudden Commencement*, J. Geophys. Res., 69, 1861, 1964.
- Nishida, A.**, *Geomagnetic Diagnosis of the Magnetosphere*, Physics and Chemistry in Space, V.9, Springer-Verlag, 1978.
- Obayashi, T. and J.A. Jacobs**, *Geomagnetic Micropulsations and the Earth's Outer Atmosphere*, Geophys. J., 1, 53, 1958.
- Ol', A.I.**, *Long-Period Gigantic Geomagnetic Field Pulsations*, Geomagn. Aeron. (Engl. transl.), 3, 90, 1963.
- Olson, J.V. and G. Rostoker**, *Longitudinal Phase Variations of Pc 4-5 Micropulsations*, J. Geophys. Res., 83, 2481, 1978.
- Paschmann, G., I. Papamastorakis, W. Baumjohann, N. Schopke, C.W. Carlson, B.U.Ö. Sonnerup, and H. Lühr**, *The Magnetopause for Large Magnetic Shear: AMPTE/IRM Observations*, J. Geophys. Res., 91, 11099, 1986.
- Poulter, E.M., W. Allan, J.G. Keys, and E. Nielsen**, *Plasmatrough Ion Mass Densities Determined from ULF Pulsation Eigenperiods*, Planet. Space Sci., 32, 1069, 1984.
- Pu, Z.Y. and M.G. Kivelson**, *Kelvin–Helmholtz Instability at the Magnetopause: Solution for Compressible Plasmas*, J. Geophys. Res., 88, 841, 1983.
- Radoski, H.R.**, *Magnetic Toroidal Resonances and Vibrating Field Lines*, J. Geophys. Res., 71, 1891, 1966.
- Radoski, H.R.**, *A Note on the Problem of Hydromagnetic Resonances in the Magnetosphere*, Planet. Space Sci., 19, 1012, 1971.
- Radoski, H.R.**, *A Theory of Latitude Dependent Geomagnetic Micropulsations*, J. Geophys. Res., 72, 4026, 1974.
- Rankin, R., J.C. Samson, and P. Frycz**, *Simulations of Driven Field Line Resonances in the Earth's Magnetosphere*, J. Geophys. Res., 98, 21341, 1993.

- Rees, D.**, *Cosper International Reference Atmosphere: 1986 Part I: Thermosphere Models*, Advances in Space Research Vol.8 No 5-6, Pergamon Press, 1988.
- Rickard, G.J. and A.N. Wright**, *Alfvén Resonance Excitation and Fast Wave Propagation in Magnetospheric Waveguides*, J. Geophys. Res., 99, 13455, 1994.
- Rostoker, G.**, *Overview of Observations and Models of Auroral Substorms*, Auroral Physics, (edited by C.I. Meng, M.J. Rycroft, and L.A. Frank), Cambridge Univ. press, 1991.
- Rostoker, G. and B.T. Sullivan**, *Polarization Characteristics of Pc 5 Magnetic Pulsations in the Dusk Hemisphere*, Planet. Space Sci., 35, 429, 1987.
- Rostoker, G., J.C. Samson, and J.V. Olson**, *Latitudinal and Longitudinal Variation of Pc 4,5 Pulsations and Implications Regarding Source Mechanisms*, J. Geomag. Geoelectr., 32, Suppl. II, SII 1-SII 15, 1980.
- Rostoker, G., I. Spadinger, and J.C. Samson**, *Local Time Variation in the Response of Pc 5 Pulsations in the Morning Sector to Substorm Expansion Phase Onsets Near Midnight*, J. Geophys. Res., 89, 6749, 1984.
- Samson, J.C.**, *Three-Dimensional Polarization Characteristics of High-Latitude Pc 4 and Pc 5 Micropulsations*, J. Geophys. Res., 77, 6145, 1972.
- Samson, J.C.**, *Geomagnetic Pulsations and Plasma Waves in the Earth's Magnetosphere*, Geomagnetism (J.A. Jacobs, ed.), Vol.4, 481, 1991.
- Samson, J.C. and B.G. Harrold**, *Field Line Resonances Associated with MHD Waveguides in the Magnetosphere*, Geophys. Res. Letters, 19, 441, 1992.
- Samson, J.C. and G. Rostoker**, *Latitude Dependent Characteristics of High-Latitude Pc 4 and Pc 5 Micropulsations*, J. Geophys. Res., 77, 6133, 1972.
- Samson, J.C., T.J. Hughes, F. Creutzberg, D.D. Wallis, R.A. Greenwald, and J.M. Ruohoniemi**, *Observations of a Detached, Discrete Arc in Association with Field Line Resonances*, J. Geophys. Res., 96, 15683, 1991a.
- Samson, J.C., R.A. Greenwald, J.M. Ruohoniemi, T.J. Hughes, and D.D. Wallis**, *Magnetometer and Radar Observations of Magnetohydrodynamic Cavity-Modes in the Earth's Magnetosphere*, Can. J. Phys., 69, 929, 1991b.
- Samson, J.C., D.D. Wallis, T.J. Hughes, F. Creutzberg, J.M. Ruohoniemi, and R.A. Greenwald**, *Substorm Intensifications and Field Line Resonances in the Nightside Magnetosphere*, J. Geophys. Res., 97, 8495, 1992.

- Sarafopoulos, D.V.**, *Long Duration Pc 5 Compressional Pulsations Inside the Earth's Magnetotail Lobes*, Ann. Geophysicae, 13, 926, 1995.
- Sedlacek, Z.**, *Electrostatic Oscillations in Cold Inhomogeneous Plasma, I. Differential Equation Approach*, J. Plasma Physics, 5, 239, 1971.
- Singer, H.J., D.J. Southwood, R.J. Walker, and M.G. Kivelson**, *Alfvén Wave Resonances in a Realistic Magnetospheric Magnetic Field Geometry*, J. Geophys. Res., 86, 4589, 1981.
- Singer, H.J., W.J. Hughes, and C.T. Russell**, *Standing Hydromagnetic Waves Observed by ISEE 1 and 2: Radial Extend and Harmonic*, J. Geophys. Res., 87, 3519, 1982.
- Southwood, D.J.**, *The Hydromagnetic Stability of the Magnetospheric Boundary*, Planet. Space Sci., 16, 587, 1968.
- Southwood, D.J.**, *Some Features of Field Line Resonances in the Magnetosphere*, Planet. Space Sci., 22, 483, 1974.
- Southwood, D.J.**, *Comments on Field Line Resonances and Micropulsations*, Geophys. J. R. Astr. Soc., 41, 425, 1975.
- Southwood, D.J. and W.J. Hughes**, *Theory of Hydromagnetic Waves in the Magnetosphere*, Space Sci. Rev., 35, 301, 1983.
- Southwood, D.J. and M.G. Kivelson**, *The Effect of Parallel Inhomogeneity on Magnetospheric Hydromagnetic Wave Coupling*, J. Geophys. Res., 91, 6871, 1986.
- Stellmacher, M.**, *Numerische Simulationen zum Feldlinienresonanz-Phänomen in einer Dipolmagnetosphäre*, Diplomarbeit, Institut für Geophysik und Meteorologie, TU Braunschweig, 1994.
- Stellmacher, M., K.-H. Glaßmeier, R.L. Lysak, and M.G. Kivelson**, *Field Line Resonances in Discretized Magnetospheric Models: An Artifact Study*, Ann. Geophysicae, 15, 614, 1997.
- Streltsov, A. and W. Lotko**, *Dispersive Field Line Resonances on Auroral Field Lines*, J. Geophys. Res., 100, 19457, 1995.
- Takahashi, K.**, *Studies of Magnetospheric ULF Waves Using Active Magnetospheric Particle Tracer Explorers Charge Composition Explorer*, J. Geomag. Geoelectr., 46, 953, 1994.
- Takahashi, K. and B.J. Anderson**, *Distribution of ULF Energy ($f < 80$ mHz) in the Inner Magnetosphere: A Statistical Analysis of AMPTE CCE Magnetic Field Data*, J. Geophys. Res., 97, 10751, 1992.

- Takahashi, K. and R.L. McPherron**, *Harmonic Structure of Pc 3-4 Pulsations*, J. Geophys. Res., 87, 1504, 1982.
- Takahashi, K., R.L. McPherron, and W.J. Hughes**, *Multispacecraft Observations of the Harmonic Structure of Pc 3-4 Magnetic Pulsations*, J. Geophys. Res., 89, 6758, 1984a.
- Takahashi, K., R.L. McPherron, and T. Terasawa**, *Dependence of the Spectrum of Pc 3-4 Pulsations on the Interplanetary Magnetic Field*, J. Geophys. Res., 89, 2770, 1984b.
- Takahashi, K., P.R. Higbie, and D.N. Baker**, *Azimuthal Propagation and Frequency Characteristics of Compressional Pc 5 Waves Observed at Geostationary Orbit*, J. Geophys. Res., 90, 1473, 1985.
- Takahashi, K., D.G. Sibeck, and P.T. Newell**, *ULF Waves in the Low-Latitude Boundary Layer and their Relationship to Magnetospheric Pulsations: A Multisatellite Observation*, J. Geophys. Res., 96, 9503, 1991.
- Tamao, T.**, *Transmission and Coupling Resonance of Hydromagnetic Disturbances in the Non-Uniform Earth's Magnetosphere*, Sci. Rep. Tohoku. Univ., Series 5, Geophysics, 17, No.2, 43, 1965.
- Tsyganenko, N.A.**, *Global Quantitative Models of the Geomagnetic Field in the Cislunar Magnetosphere for Different Disturbance Levels*, Planet. Space Sci., 35, 1347, 1987.
- Tsyganenko, N.A.**, *A Magnetospheric Magnetic Field with a Warped Tail Current Sheet*, Planet. Space Sci., 37, 5, 1989.
- Van Zele, M.A. and O. Schneider**, *The Equatorial Ring Current Energy During Magnetic Storms as Related to Dst Activity Indices*, J. Atmos. Terr. Phys., 57, 719, 1995.
- Volland, H.**, *Der Plasmazustand der Atmosphäre*, in: Plasmaphysik im Sonnenwind, K.-H. Glaßmeier, M. Scholer (Hrsg.), BI Wissenschaftsverlag, 1991.
- vom Stein, R. and K.-H. Glaßmeier**, *Concerning the Correlations between Pc 5 Pulsations and High Speed Streams in the Solar Wind (Abstract)*, IUGG XX, General Assembly, GAM 3.1, Vienna, 1991.
- Walker, R.J.**, *Quantitative Modeling of Planetary Magnetospheric Magnetic Fields*, in: Quantitative Modeling of Magnetospheric Processes, Geophys. Monogr. Ser., vol. 21, edited by W.P. Olson, AGU, Washington, D.C., 1979.
- Waters, C.L., F.W. Menk, B.J. Fraser, and P.M. Ostwald**, *Phase Structure of Low-Latitude Pc 3-4 Pulsations*, Planet. Space Sci., 39, 569, 1991.

- Waters, C.L., J.C. Samson, and E.F. Donovan,** *Variation of Plasmatrough Density Derived from Magnetospheric Field Line Resonances*, J. Geophys. Res., 101, 24737, 1996.
- Wielandt, E.,** *Propagation and Structural Interpretation of Non-plane Waves*, Geophys. J. Int., 113, 45, 1993.
- Williams, D.J.,** *The Earth's Ring Current: Present Situation and Future Thrusts*, Physica Scripta, T18, 140, 1987.
- Wright, A.N.,** *Dispersion and Wave Coupling in Inhomogeneous MHD Waveguides*, J. Geophys. Res., 99, 159, 1994.
- Wright, A.N. and M.J. Thompson,** *Analytical Treatment of Alfvén Resonances and Singularities in Nonuniform Magnetoplasmas*, Phys. Plasmas, 1, 691, 1994.
- Yeoman, T.K., D.M. Wright, T.R. Robinson, J.A. Davies, and M. Rietveld,** *High Spatial and Temporal Resolution Observations of an Impulse-driven Field Line Resonance in Radar Backscatter Artificially Generated with the Tromsø Heater*, Ann. Geophysicae, 15, 634, 1997.
- Yumoto, K. and T. Saito,** *Hydromagnetic Wave Driven by Velocity Shear Instability in the Magnetospheric Boundary Layer*, Planet. Space Sci., 28, 789, 1980.
- Yumoto, K., T. Saito, and T. Sakurai,** *Local Time Asymmetry in the Characteristics of Pc 5 Magnetic Pulsations*, Planet. Space Sci., 31, 459, 1983.
- Yumoto, K., S. Watanabe, and H. Oya,** *MHD Response of a Model Magnetosphere to Magnetopause Perturbations*, Proc. of the Research Institute of Atmospherics, Nagoya University, 37, 1990.
- Ziesolleck, C.W.S. and D.R. McDiarmid,** *Statistical Survey of Auroral Latitude Pc 5 Spectral and Polarization Characteristics*, J. Geophys. Res., 100, 19299, 1995.
- Ziesolleck, C.W.S., B.J. Fraser, F.W. Menk, and P.W. McNabb,** *Spatial Characteristics of Low-Latitude Pc 3-4 Geomagnetic Pulsations*, J. Geophys. Res., 98, 197, 1993.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit zur Seite standen.

Zunächst bei Herrn Prof. Dr. K.-H. Glaßmeier, der die Anregung zu dieser Arbeit gab und sie mit viel Offenheit für eigene Ideen betreute. Unseren zahlreichen interessanten Gesprächen, vor allem auch denen nicht-physikalischer Natur, verdanke ich es, heute viele Dinge aus einem anderen, sowohl breiteren als auch realistischeren Blickwinkel betrachten zu können.

Frau Prof. Dr. M.G. Kivelson betreute mich während meines einjährigen Aufenthalts an der University of California, Los Angeles, wobei sie mir mit sehr viel Geduld und Einfühlungsvermögen einen Überblick über die große Bandbreite der Themengebiete und Methoden extraterrestrischer Forschungsarbeit vermittelte.

Prof. Dr. M.J. Engebretson war stets ein wichtiger Gesprächspartner in Fragen der Magnetosphärenphysik. Profitiert habe ich davon in erster Linie während seines Gastaufenthaltes am hiesigen Institut für Geophysik und Meteorologie, aber auch bei meinem kurzen Forschungsaufenthalt am Augsburg College, Minneapolis.

Zahlreichen anderen Wissenschaftlern bin ich zu Dank verpflichtet, da sie mich mit Daten, numerischen Programmen oder auch einfach mit ihrer Erfahrung unterstützt haben: Dr. C. Waters (Newcastle, Australia), Prof. Dr. W.J. Hughes (Boston, USA), Prof. Dr. H.J. Singer (Boulder, USA), Prof. Dr. H. Lühr (Potsdam), Prof. Dr. R.L. Lysak (Minneapolis, USA), Dr. D.H. Lee (Kyunghoo, Korea).

Für eine wirklich angenehme Arbeitsatmosphäre sorgten die Mitglieder der Institute in Braunschweig und Los Angeles, zu zahlreich, um sie hier alle namentlich aufzuführen. Ein ganz besonderer Dank gebührt Herrn Dipl.-Phys. F. Budnik, nicht nur dafür, daß er es mehrere Jahre lang in einem Zimmer mit mir ausgehalten hat, sondern auch für unzählige Diskussionen und das akribische Korrekturlesen der Arbeit. Für die Gestaltung der notwendigen Zwangspausen während der langen Arbeitstage zeigten sich vor allem die Herren Dr. S. Zidowitz und Dr. H. Lehmann verantwortlich.

Weiterhin möchte ich mich bei meinen Eltern und Freunden bedanken, die mir immer wieder verziehen haben, wenn ich mich aufgrund der vielen arbeitsreichen Stunden nicht in dem Maße um sie gekümmert habe, wie ich es eigentlich gerne getan hätte.

Lebenslauf

Personalien:

Name:	Martin Stellmacher
Geburtsdatum:	12. September 1968
Geburtsort:	Husum
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	ledig
Eltern:	Dipl. Ing. Hans Stellmacher Charlotte Stellmacher, geb. Lange

Schulbildung:

Grundschule Glückstadt	1974-1975
Paul-Gerhard Schule, Meppen	1975-1978
Gymnasium Marianum, Meppen	1978-1982
Windthorst-Gymnasium, Meppen	1982-1987
Allgemeine Hochschulreife	Mai 1987

Wehrdienst:

Wehrdienst im NschBtl. SW 120, Werlte	1987-1989
---------------------------------------	-----------

Universitätsbesuch:

Beginn des Studiums der Physik in Braunschweig	Oktober 1989
Vordiplom in Physik	Oktober 1991
Diplom in Physik	November 1994
Die Diplomarbeit mit dem Thema <i>Numerische Simulationen zum Feldlinienresonanz-Phänomen in einer Dipolmagnetosphäre</i> wurde am Institut für Geophysik und Meteorologie angefertigt.	

Bisherige Tätigkeiten:

Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig	seit Dezember 1994
Assistent an der University of California, Los Angeles	1995-1996

Veröffentlichungen:

Stellmacher, M., *Die Magnetosphäre: Ein natürliches Labor zur Untersuchung von Plasmawellen*, Deutsche Telekom AG (Hrsg.), Kleinheubacher Berichte, Band 40, 186, 1997.

Stellmacher, M., K.-H. Glaßmeier, R.L. Lysak, and M.G. Kivelson, *Field Line Resonances in Discretized Magnetospheric Models: An Artifact Study*, Ann. Geophysicae, 15, 614, 1997.

